PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2/3. 1. Februar 1915. Redaktionsschluß für No. 4 am 6. Februar 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

Friedrich Bidlingmaier. S. 17.

Ernst Grimsehl. S. 19.

Originalmitteilungen:

R. Holm, Zur Theorie des Glimmstroms. IV. S. 20.

E. Wagner, Das Röntgenspektrum des Platins. (Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit von H. Seemann.) S. 30.

H. Seemann, Zur Röntgenspektrographie. (Bemerkung zur vorstehenden Arbeit von E. Wagner.) S. 32.

W. Bothe, Die Gehaltsbestimmung schwach radiumhaltiger Substanzen durch Gammastrahlen-Messung. S. 33.

W. C. Mandersloot, Notiz über Doppelbanden der Reststrahlen von zweiatomigen Substanzen. S. 36.

Besprechungen:

W. Foerster, Kalenderwesen und Kalenderreform. S. 37.

E. Przybyllok, Polhöhen-Schwankungen. S. 37.

P. Guthnick u. R. Prager, Photoelektrische Untersuchungen an spektroskopischen Doppelsternen und an Planeten. S. 38.

J. Salpeter, Einführung in die höhere Mathematik. S. 39.

L. Holborn u. K. Scheel, Vier- und fünfstellige Logarithmentafeln nebst einigen physikalischen Konstanten. S. 39.

St. Loria, Die Lichtbrechung in Gasen als physikalisches und chemisches Problem. S. 39.

Moderne Naturkunde. S. 39.

Tagesereignisse. S. 40.

Personalien. S. 40.

Angebote und Gesuche. S. 40.

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

Friedrich Bidlingmaier (München).

Am 31. Oktober 1914 erhielt der Lehrkörper der Münchener Universität vom Rektorate die folgende erschütternde Nachricht:

„Der Privatdozent der philosophischen Fakultät, Prof. Dr. F. Bidlingmaier, Hauptmann der Reserve, ist am 23. September in Avocourt schwer verwundet worden und den Folgen der Verletzung erlegen. Er wurde am 26. Oktober im Argonnerwald, wohin er sich geschleppt hatte, tot aufgefunden und in Avocourt bestattet. Ehre dem Andenken des Kollegen!"

F. Bidlingmaier.

Bidlingmaier ist am 5. Oktober 1875 zu Laufen am Neckar in Württemberg geboren; er genoß auf den Stiften zu Maulbronn und Blaubeuren seine Schulbildung, studierte zu Tübingen Mathematik und Physik und siedelte dann nach Göttingen über. Hier promovierte er 1900 mit einer bei Voigt verfaßten Dissertation: Geometrischer Beitrag zur Piezo-Elektrizität der Kristalle. Schon vorher versah er eine Assistentenstelle am physikalischen Institut der technischen Hochschule in Dresden. Von dort siedelte er 1900 nach Potsdam über, um sich an dem erdmagnetisch-meteorologischen Observatorium für erdmagnetische Messungen auszubilden. Diese Studien waren bereits als Vorbereitung auf die deutsche Südpolarexpedition unternommen, 1901—1903, unter Leitung E. von Drygalskis, deren erdmagnetischer Sachverständiger Bidlingmaier wurde.

Seiner Sachkunde und wissenschaftlichen Sorgfalt ist es besonders zu danken, daß die Ausbeute der deutschen Südpolarexpedition gerade in magnetischer Hinsicht unvergleichlich reichhaltig ausgefallen ist. Die magnetischen Beobachtungen Bidlingmaiers sind niedergelegt in dem Werke über die deutsche Südpolarexpedition, Bd. V (Seebeobachtungen, von ihm zum ersten Mal exakt ausgeführt, die Erfahrungsgrundlage für seine späteren Spekulationen über den Sitz der magnetischen Kräfte) und Bd. VI (Beobachtungen auf der antarktischen Gaußstation). Es ist auch im Interesse des Südpolarwerkes tief zu beklagen, daß es ihm nicht vergönnt war, das reiche Material weiter wissenschaftlich auszuschöpfen. Interessante Ansätze dazu liegen teils im Manuskripte teils im Druck vor.

Die Anregungen der Südpolarexpedition blieben für Bidlingmaiers weitere Entwickelung bestimmend. Dafür zeugen sowohl seine Arbeiten instrumenteller Art (über den Doppelkompaß, über das System der gekreuzten Magnetnadeln usw.) wie namentlich seine theoretischen Zusammenfassungen über die Säkularvariationen auf Land und auf See und über den Sitz und das Wesen des Erdmagnetismus. Über letzteren Gegenstand hat er auch in dieser Zeitschrift publiziert, 1910—1911, wobei besonders erfreulich die freimütige Art war, mit der er einen dabei unterlaufenen Fehler zurücknahm.

Eine besonders aussichtsvolle Gedankenreihe hatte er mit seinen Untersuchungen über die erdmagnetische Aktivität (1911, Veröffentlichungen des kgl. Observat. zu Wilhelmshaven) begonnen. Unter Aktivität ist dabei das quadratische Mittel der Abweichung des augenblicklichen von dem durchschnittlichen Ordinatenwerte einer magnetischen Registrierkurve während einer gegebenen Zeit verstanden. Die Bidlingmaiersche Untersuchung fällt also in dieselbe Linie, wie die große Reihe der modernen Schwankungsuntersuchungen experimenteller und theoretischer Art: die Schweidlerschen Schwankungen der α-Aktivität radioaktiver Stoffe, die Untersuchungen von Edgar Meyer über die Schwankungen in der Intensität der γ-Strahlen mit Folgerungen für die Natur der γ-Strahlen, die Dichte-Schwankungen in Gasen mit Anwendung auf das Himmelsblau, die theoretischen Strahlungsschwankungen und die Schlüsse, die daraus auf die Natur der Wärmestrahlung überhaupt gezogen werden. Auch Bidlingmaier beabsichtigte solche Schlüsse aus der magnetischen Aktivität zu ziehen, über die ursächliche Abhängigkeit der magnetischen Erscheinungen an verschiedenen Orten voneinander und von verschiedenen terrestrischen und solaren Faktoren. In ähnlicher Weise verwertete er auch die Entwickelung des Erdfeldes nach Kugelfunktionen, nämlich zur Erforschung tieferer ursächlicher Zusammenhänge. So wird nach ihm möglicherweise das zweite harmonische Glied bestimmt durch die Verteilung von Wasser und Land und ihre thermischen Unterschiede, so wie das Grundglied des Erdfeldes offenbar höchst wahrscheinlich mit der Erdrotation ursächlich zusammenhängt.

Bidlingmaier war 1907—1909 als Privatdozent der Geophysik in Berlin und Aachen tätig, an letzterer Hochschule zugleich als Assistent für Markscheidewesen. Nach einem zweijährigen Aufenthalt in Wilhelmshaven kam er 1912 nach München als Observator an die erdmagnetische Station der Sternwarte und als Dozent mit Lehrauftrag für Geophysik an die Universität. Aus seinen Universitätsvorträgen ebenso wie aus seinen gedruckten Darstellungen leuchtete der tiefe wissenschaftliche Idea-

lismus, die warme und aufopferungsvolle Hingabe an die Sache, der innere Drang zur Forschertätigkeit hervor. Als ich ihn Ende Juli das letzte Mal sprach, war er von Problemen und wissenschaftlichen Plänen erfüllt.

Zu Anfang des Krieges kam er zu einem Landwehrersatz-Regiment nach Ulm, das Anfang September an die französische Grenze bei Verdun gelegt wurde. In dem ersten Gefecht, das er mitmachte, wurde Bidlingmaier tödlich verwundet. Ob sein Ende qualvoll oder leicht und schnell gewesen ist, können wir nicht erfahren.

A. Sommerfeld.

Ernst Grimsehl (Hamburg).

In den Kämpfen bei Langemark und Wydendreft fand am 30. Oktober an der Spitze seiner Kompagnie der Hauptmann und Kompagnieführer im Reserve-Infanterie-Regiment 213, Professor Ernst Grimsehl, Ritter des Eisernen Kreuzes, den Heldentod.

Grimsehl

Diese Nachricht hat in weitesten Kreisen tiefe Trauer erweckt. Vor allen Dingen hat die deutsche Naturwissenschaft, zumal die deutsche Physik, einen schweren Verlust erlitten. Wo immer in Deutschland die physikalische Wissenschaft eine Pflegestätte findet, hat der Name Ernst Grimsehl einen guten Klang. Grimsehl wurde am 6. August 1861 zu Hannover geboren. Dort besuchte er die Realschule erster Ordnung, von der aus er Ostern 1879 die Universität Göttingen bezog, um sich dem Studium der Mathematik und Naturwissenschaften zu widmen. Von 1883 bis 1884 leistete er an der gleichen Anstalt, die er als Schüler besucht hatte, sein Probejahr ab und vertrat dann noch ein halbes Jahr lang dort den Fachlehrer für Physik. Nachdem er dann seiner Militärpflicht genügt hatte, trat er im Herbst 1885 in den Hamburger Staatsdienst. Hier war er zunächst ein halbes Jahr als wissenschaftlicher Hilfslehrer, dann sechs Jahre als fest angestellter Lehrer tätig und siedelte Ostern 1892 unter Beförderung zum Oberlehrer an die Realschule zu Cuxhaven über. Im Herbst 1900 wurde er an die Oberrealschule auf der Uhlenhorst nach Hamburg zurückberufen. Im Mai 1903 verlieh ihm Ein Hoher Senat den Professortitel. Ostern 1909 wurde ihm das Direktorat der genannten Schule übertragen.

Grimsehl war ein rastloser Arbeiter.

Davon zeugen zahlreiche größere und kleinere Veröffentlichungen in den verschiedensten Fachzeitschriften und sein rühmlichst bekanntes Lehrbuch der Physik, das 1909 bei Teubner erschien und seither bereits eine Neuauflage erfahren hat. Seine Hauptaufgabe erblickte er in der Förderung des naturwissenschaftlichen Unterrichtes an unseren Schulen. Diesem Zwecke dienten auch die Vorlesungen über Experimentalphysik und die sie ergänzenden Experimentierübungen, die er seit 1902 regelmäßig im Rahmen des Vorlesungswesens der Hamburger Oberschulbehörde für Herren und Damen des Hamburger Schuldienstes abhielt. Grimsehl verstand es meisterhaft, in seinen Schülern das Interesse an den Naturwissenschaften und die Fähigkeit zur naturwissenschaftlichen Forschung zu wecken und zu fördern. An der Oberrealschule auf der Uhlenhorst richtete er ein physikalisches Schülerpraktikum ein, das für manche Anstalten vorbildlich geworden ist. In seinen Mußestunden konnte man ihn meist in der diesem Praktikum angegliederten Mechanikerwerkstatt finden, und hier entstand, teilweise unter Mitwirkung seiner Schüler, mancher neue Apparat. Es gibt wohl kaum ein Gebiet der Physik, auf dem Grimsehl nicht fördernd gewirkt hätte, sei es durch Angabe neuer einfacher Apparate zur Demonstration oder für das Schülerpraktikum, sei es durch Stellung geistreicher Aufgaben, oder durch Erörterung pädagogischer Fragen. Manches davon verdankt seine Entstehung einer Anregung aus den Kreisen seiner Schüler, mit denen er in regem freundschaftlichen Gedankenaustausch stand, sie anregend und von ihnen wiederum angeregt. Mit unendlicher Liebe hingen die Schüler an ihm.

Die Begeisterung, die ihn bei seiner Arbeit erfüllte, veranlaßte ihn auch, dem Vaterlande seine Kräfte im Kriege zur Verfügung zu stellen. In einem Briefe aus dem Felde schrieb der 53jährige an seine Gattin: „Ich bin früher gern Soldat gewesen, aber noch nie mit solch inniger Freude wie jetzt!" Erst am 11. Oktober zog er fort, um schon so bald darauf, geschmückt mit dem Eisernen Kreuze, in Feindesland den Heldentod zu finden.

Sein Scheiden reißt eine schmerzliche Lücke. Aber sein Werk geht nicht mit ihm unter. In seinen Schülern wird sein Wirken dauernd fortleben.

Exegit monumentum aere perennius.

Max Iklé.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie des Glimmstroms. IV. [1]).

Von Ragnar Holm.

§ 7. Eine Übersicht.

Nachdem in den Paragraphen 1—6 die wichtigsten Eigenschaften der positiven Glimmlichtsäule eine Erklärung erhalten haben, wenden wir uns jetzt zu den sogenannten negativen Gebilden der Glimmentladung: zu der ersten Kathodenschicht, dem Kathodendunkelraum und dem negativen Glimmlicht[1]). Einige im vorhergehenden für die Theorie der positiven Säule aufgestellte Hypothesen werden sich auch mit Bezug auf die negativen Gebilde sehr wertvoll zeigen.

In diesem Paragraphen werde ich nun zu-

1) I. mit §§ 1, 2, 3: diese Zeitschr. **15**, 241, 1914; II. mit § 4, 5: diese Zeitschr. **15**, 289, 1914; III. mit § 6: diese Zeitschr. **15**, 782, 1914.

1) J. Stark bezeichnet in Winkelmanns Handbuch die gesamten negativen Gebilde der Glimmentladung als negatives Glimmlicht und verwendet für dasjenige Gebilde, das man gewöhnlich, wie auch ich hier, negatives Glimmlicht nennt, die Bezeichnung negative Glimmschicht.

nächst einige Hauptpunkte der Theorie der „negativen" Teile der Glimmentladung schildern, so wie ich diese Theorie ausgebildet habe. Die nähere Begründung der Theorie und Eingehen auf Einzelheiten finden sich zum größten Teil erst in den folgenden Paragraphen.

Die von A. Wehnelt, J. J. Thomson und J. Stark entwickelte Theorie der zweifachen Grenzionisierung an der Kathode[1]) möge, ein wenig modifiziert, in folgender Form als Theorem 1 verwendet werden:

Theorem 1: Positive Ionen (Kanalstrahlen), die hauptsächlich aus der Umgebung des Glimmlichtsaumes (so nenne ich die der Kathode nächststehende Grenzfläche des negativen Glimmlichts) stammen, befreien durch Stoß an der Kathodenoberfläche Elektronen, welche als primäre Kathodenstrahlen — oder, wie ich sie auch bisweilen kurz nennen werde — primäre Elektronen ausgehen.

In § 8 werden Gründe angegeben für folgende

Hypothese 2: Die primären Kathodenstrahlen werden durch Ionenstoß hauptsächlich aus der Kathode gelöst, zu geringen Mengen aus dem Gas vor der Kathode.

Das Gebiet, welches die aus der Kathode Elektronen lösenden Ionen liefert, umfaßt einen (wohl den größten) Teil des Dunkelraums und eine daran grenzende dünne Schicht vom negativen Glimmlicht. Ich nenne dieses Gebiet die Kanalstrahlenquelle. In dem von der Kathode entferntesten Teil (Dicke = $^1/_5$ bis $^1/_3$ der Dunkelraumdicke) der Kanalstrahlenquelle ist die Ionisation am dichtesten. Von dort stammen die meisten Kanalstrahlen. In diesem dichten Ionisierungsgebiet befindet sich der Glimmlichtsaum und deswegen bezeichne ich diese Hauptquelle der Kanalstrahlen als Glimmsaumgebiet.

Recht allgemein, auch von J. Stark in Winkelmanns Handbuch vertreten, ist folgendes

Theorem 3: Die primären Kathodenstrahlen erregen das negative Glimmlicht, so daß ihre Reichweiten sozusagen an der negativen Glimmlichterscheinung abzulesen sind.

Man hat sich den Ionisierungsvorgang in den negativen Glimmentladungsteilen so zu denken, daß die primären Kathodenstrahlen fast längs ihrer ganzen Bahn ionisieren, während die sekundären Elektronen fast nur innerhalb der Kanalstrahlenquelle dazu kommen. In dem sonstigen negativen Glimmlicht und im zweiten Dunkelraum ist das Feld zu schwach, um den sekundären Elektronen Ionisierungsgeschwindigkeit geben zu können. Die meisten dort erzeugten Ionen und Elektronen werden wieder molisiert.

Es werden in § 8 und 10 Belege für die Auffassung gebracht, daß ein Primärelektron im Mittel meistens mehrere Ionenpaare erzeugt; auch wird wahrscheinlich gemacht das

Theorem 4: Das Verhältnis der Anzahl ausfliegender primärer Elektronen zur Anzahl dieselben lösender Ionen ist nahezu vom Kathodenfall unabhängig.

Im Dunkelraum dürften infolge des da herrschenden starken Feldes (vgl. Hyp. 5, 6, 7) äußerst wenige Wiedervereinigungen vorkommen. Da nun die Elektronen einige hundert- bis tausendmal beweglicher als die Ionen sind, so erklärt sich ein Überwiegen der Anzahl auf einmal anwesender positiver Ionen, d. h. die Aufrechterhaltung einer großen positiven Raumladung vor der Kathode[1]). Eine wenig größere negative Ladung dürfte in der Kathodenoberfläche stecken. Nach der Anodenseite kompensieren sich die Kraftwirkungen der beiden Ladungen fast vollständig, so daß die Feldkraft im negativen Glimmlicht sehr schwach wird[2]). Zwischen den beiden Ladungen und teilweise innerhalb der positiven entstehen kräftige Felder. Es sind dies das äußerst kräftige Feld des Kathodensprunggebietes[3]) und das weniger kräftige, mit wachsender Kathodenentfernung abnehmende und in das schwache Feld des negativen Glimmlichts stetig übergehende Feld des Dunkelraums. Die ganze Potentialzunahme vom Inneren der Kathode bis zum Glimmlichtsaum[4]) nennt man den Kathodenfall.

Es ist zu beachten, daß nach mehreren Beobachtungen zu beurteilen der Glimmlichtsaum keine besonders hervortretende Verände-

1) Siehe Starks Artikel in Winkelmanns Handbuch IV, § 19.

1) Vgl. Thomson-Marx, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Leipzig 1906, § 265.

2) Allerdings spielt die negative Ladung des zweiten Dunkelraums hier auch eine gewisse Rolle. Vgl. weiter unten.

3) Über „Kathodensprung" siehe besonders W. H. Westphal, Verh. d. D. phys. Ges. **12**, 275, 1910; **14**, 223, 1912; siehe auch unten am Schluß des § 8. Wenn viele von den nach der Kathodenoberfläche gelangenden Ionen vor dieser eine gewisse Zeit warten müssen, bis sie von Elektronen aus der Kathode neutralisiert werden, so muß ein „Kathodensprung" entstehen. C. A. Skinner, Phil. Mag. (6) **4**, 490, 1902, erklärt die betr. Wartezeit der Ionen durch die Annahme einer wiederholten Reflexion vieler Ionen an der Kathodenoberfläche.

4) Vgl. G. Gehlhoff, Ann. d. Phys. **24**, 553, 1907 und K. Rottgardt, Ann. d. Phys. **33**, 1163, 1910.

rung der elektrischen Feldstärke bezeichnet[1]). In dem Saum selber scheinen Feldstärken von der Größenordnung 30 bis 100 Volt/cm zu herrschen.

Den Abstand von der Kathodenoberfläche bis zum Glimmlichtsaum nennt man die Dunkelraumlänge.

Die früher von einigen Forschern vertretene Erklärung der Dunkelraumlänge als eine Art freie Weglänge positiver oder negativer Ionen läßt sich mit den Begriffen der kinetischen Gastheorie nicht vereinen. Man muß nämlich beachten, daß eine gaskinetische mittlere freie Weglänge keine Größe ist, um die sich die einzelnen freien Weglängen häufen. Ich glaube den Dunkelraum und den Glimmlichtsaum durch die folgenden Hypothesen 5, 6 und 7 erklären zu können.

Hypothese 5: Dasjenige Leuchten, wodurch sich der Glimmlichtsaum und das ganze negative Glimmlicht vom Kathodendunkelraum abhebt, hängt von atomistischen Gebilden ab, die nur in schwachen Feldern entstehen und bestehen können. Dieses Leuchten kann deshalb nur in einer gewissen Entfernung von der Kathode, wo der Potentialgradient unter eine gewisse Grenze sinkt, anfangen.

Hypothese 6: Die in der Hypothese 5 erwähnten, in kräftigen Feldern zerfallenden atomistischen Gebilde sind die in der Hypothese A[2]) meiner Theorie der positiven Säule vorkommenden Ionen, welche aus einem Molekül mit einem daran klebenden Elektron bestehen.

Hypothese 7: Das in der Hypothese 5 erwähnte Leuchten kommt bei Wiedervereinigung zustande[3]).

Weil die bei der Wiedervereinigung mitwirkenden Elektronen hauptsächlich solche sein müssen, die an Molekülen kleben geblieben sind[4]), kann das Leuchten nur dort merkbar auftreten, wo klebende Elektronen vorkommen. Hiernach bezeichnet der Glimmlichtsaum eine Äquigradientfläche, auf deren Anodenseite das Feld gerade genügend schwach wird, um das Kleben der Elektronen zu gestatten.

Beachtenswert ist, daß die Hypothese 5 eine einfache Erklärung für den doppelten Glimmlichtsaum, den E. Gehrcke in seinem Buch „Die Strahlen der positiven Elektrizität", S. 27 beschreibt, liefert, wenn man nämlich annehmen darf, daß die beiden Glimmlichtsäume Äquigradientflächen mit für die bezüglichen gemischten Gase charakteristischen Gradientwerten darstellen.

Nach den Hypothesen 5, 6, 7 § 7 und A § 2 muß das Wiedervereinigungsleuchten auch in der positiven Säule vorkommen, denn nach § 2 spielt die Wiedervereinigung in der positiven Säule eine große Rolle. Die Hypothesen 5, 6, 7 erhielten nun tatsächlich ihre oben angegebene Form erst, nachdem ich gefunden hatte, daß es gerade das für die positive Säule charakteristische Leuchten ist, wodurch sich das negative Glimmlicht vom Kathodendunkelraum abhebt. Die Sache ist allerdings nicht so einfach, daß in der positiven Säule nur Wiedervereinigungsleuchten und im negativen Glimmlicht nur eine Art Stoßleuchten plus Wiedervereinigungsleuchten vorkommt, sondern es scheint auch die positive Säule direkt durch Stoß erregtes Licht auszusenden und es scheint das Stoßleuchten überhaupt und auch im negativen Glimmlicht sehr von der Geschwindigkeit der stoßenden Partikelchen abzuhängen[1]). Vorläufig möchte ich auf die Frage nach den erwähnten Spektren[2]) nicht näher eingehen. Ich begnüge mich damit, ein besonders deutliches Beispiel zu erwähnen:

Mit dem Spalt eines zweckmäßigen Spektrographen senkrecht zur scheibenförmigen Kathodenoberfläche des Entladungsrohres montiert, machte ich eine Aufnahme vom Licht aus dem Dunkelraum und dem Anfang des negativen Glimmlichts einer Entladung durch N_2. Auf dieser Aufnahme zeigen die (nicht bei Molisierung emittierten) negativen Banden in der ganzen Spaltbildlänge dieselbe Stärke, während die (bei Molisierung emittierten) positiven Banden nahe an der Abbildungsstelle der Kathode deutlich sind, dann in der Abbildungs-

1) Verf. hat mehrmals bei Sondenmessungen dies bestätigen können. Vgl. sonst z. B. Fig. 6 bei Eisenmann, Verh. d. D. phys. Ges. **14**, 308, 1912. Allerdings darf den Sondenmessungen in der Kanalstrahlenquelle nicht zuviel Vertrauen geschenkt werden.

2) Diese Zeitschr. **15**, 245, 1914.

3) Die Hypothese einer Lichtemission mit Bandenspektren bei Wiedervereinigung stammt von J. Stark. Siehe besonders Starks Artikel in Winkelmanns Handbuch IV, §§ 192 und 193.

4) Wie ich in § 2 gezeigt habe, muß man sich denken, daß Elektronen durch Kleben an Molekülen zuerst gebremst werden müssen, ehe sie zur Wiedervereinigung mit einem positiven Ion gelangen. In Übereinstimmung mit den Hypothesen 5 und 6 hat man sich vorzustellen, daß ein klebendes Elektron in dem starken elektrischen Feld in nächster Umgebung eines positiven Ions von seinem Molekülgenossen weggerissen wird, so daß die Wiedervereinigung zwischen Elektron und positivem Ion, nicht zwischen negativem Ion und positivem Ion stattfindet.

1) Vgl. § 5, dessen Überschrift etwas mißverständlich ist und zweckmäßig gelautet hätte: Über das gleichzeitig mit Ionisierung auftretende Leuchten der Gase.

2) Nähere Untersuchungen hierüber sind im Gange.

stelle des Dunkelraums sehr schwach werden, aber da, wo das Bild des negativen Glimmlichts beginnt, plötzlich sehr stark werden.

Daß die positiven Banden auch im Licht der ersten Kathodenschicht, wo wegen des kräftigen Feldes keine Wiedervereinigung mit freien Elektronen stattfinden kann, auftreten, ist zunächst überraschend. Die Wiedervereinigungshypothese kann aber auch für das positive Leuchten der ersten Kathodenschicht behalten werden, wenn man annimmt, daß die Stöße seitens der Kanalstrahlen Elektronen aus ihren Verbänden in den Molekülen lockern können, und daß derartig gelockerte Elektronen mit ihren ursprünglichen Molekülgenossen sofort Wiedervereinigung anknüpfen. Das hierbei entsandte Licht wird natürlich keinen Dopplereffekt zeigen. Eine Bestätigung dieser Schlußfolgerung ist darin zu erblicken, daß das bei Kanalstrahlen beobachtete positive Stickstoffbandenspektrum keinen Dopplereffekt zeigt[1]). Auf die Frage, inwiefern eine Molekülverbandlockerung von der beschriebenen Art auch von Elektronenstößen hervorgerufen werden kann, soll hier nicht eingegangen werden.

Gegen die Hypothese 5 könnte man einwenden, daß der Potentialgradient im Glimmlichtsaum nicht für jedes Gas eine Konstante ist, sondern bei großen Drucken mit dem Gasdruck wächst. Hiergegen möge folgendes Theorem aufgestellt werden.

Theorem 8: Die elektrischen Felder der Ionenladungen besitzen, wie man leicht ausrechnet bis zu Entfernungen vom Ionenzentrum von der Größenordnung einiger 100 $\mu\mu$ eine Stärke von mehr als 30 bis 100 Volt/cm. Bei größeren Gasdrucken kommen die Ionen dichter aneinander, wodurch die von den einzelnen Ionenfeldern herrührenden Verzerrungen des äußeren Hauptfeldes einen prozentual größeren Teil des ionisierten Gasvolumens als bei niedrigen Drucken einnehmen werden. Hierdurch erklärt sich die bekannte Tatsache, daß der Glimmlichtsaum bei größeren Drucken verwaschen wird, und es erklärt sich auch, wie das positive Leuchten bei großen Drucken noch in Gebieten auftreten kann, wo der mittlere Gradient größer ist als die Feldstärken, welche das Kleben der Elektronen zulassen.

Die obige Erklärung des Glimmlichtsaumes wäre unrichtig, wenn dort in der positiven Säule, wo meiner Meinung nach Wiedervereinigungslicht ausgesandt wird, das Feld kräftiger wäre als im Glimmlichtsaum. Wegen der Unzuverlässigkeit der Sondenmessungen und auch anderer hier gebrauchter Meßmethoden konnte der Gradient im Glimmlichtsaum bisher nicht einwandfrei festgestellt werden. Nach allen mir bekannten und von mir gemachten Messungen zu beurteilen, kann aber mit großer Wahrscheinlichkeit behauptet werden, daß das Feld in der positiven Säule — außer vielleicht unmittelbar vor den Schichten, vgl. § 9! — schwächer als im zugehörigen Glimmlichtsaum ist, so wie es ja die Theorie verlangt.

Einen Beleg dafür, daß es für die Ausbildung eines Crookesschen Dunkelraumes auf die Feldstärke und nicht auf gewisse totale Potentialfälle ankommt, geben Versuche mit „künstlichen" Dunkelräumen, welche ich in § 9 schildre. Ich konnte bei weniger als 4 bis 5 Volt totalem Potentialfall zwischen den Dunkelraumgrenzen Dunkelräume erhalten, in denen die Felder aber kräftig waren, denn die Dunkelraumdicke war dabei dem Potentialfall entsprechend klein.

Ein direkter Beweis dafür, daß positives Licht entsteht, wenn Elektronen und Ionen, deren Wiedervereinigung nicht durch kräftige Felder verhindert wird, gemischt werden, fehlt noch. Die nächstliegende Deutung meiner in § 5 beschriebenen Versuche, nach denen für die Erregung eines positiven Leuchtens etwa dieselbe Minimalgrenze der Elektronengeschwindigkeit wie für die Ionisierung gilt, ist gerade die, daß das positive Leuchten bei der auf die Ionisation folgenden Wiedervereinigung entsandt wird (vgl. § 9)[1]).

Ich konnte meine obige Theorie in einem wichtigen Punkt bestätigen. Eine nach meiner Theorie notwendige Bedingung für das Entstehen des Glimmlichtsaumes, das Kleben der Elektronen an Molekülen, fehlt in ganz reinen Edelgasen. Es gelang mir nun, *He* so rein zu bekommen, daß in dem durch grünes Leuchten bezeichneten Weg der Kathodenstrahlen jede Spur von einem Glimmlichtsaum bei etwa 1 mm Hg Druck[2]) verschwand. Die Grenze der Kanalstrahlenquelle konnte aber dadurch bestimmt werden, daß die Anodenscheibe gegen die Kathodenscheibe geführt wurde. Bei einer bestimmten Minimalentfernung zwischen Kathode und Anode sank die Stromstärke stark und bei einer etwas kleineren Entfernung erlöschte die Entladung; vgl. § 8!

1) Siehe H. Konen, Das Leuchten der Gase, S. 323, Braunschweig 1913.

1) Ich vertrete hier eine etwas andere Ansicht als Franck und Hertz in Verh. d. D. phys. Ges. **16**, 516, 1914.

2) Ich hatte vorläufig leider keine Gelegenheit den Druck zu variieren.

In der hier gegebenen Theorie tritt die Dunkelraumlänge nicht als eine unmittelbare, durch den Vorgang der zweifachen Grenzionisation gegebene Größe auf. Sie gibt aber ein gewisses Maß für die Ausdehnung der Kanalstrahlenquelle aus dem Grunde, daß die durch den Glimmlichtsaum bezeichnete Äquigradientfläche gerade in den von der Kathode entfernteren Teilen der Kanalstrahlenquelle, nämlich im Glimmsaumgebiet, liegen muß. Denn in diesem vorzüglich leitenden Gebiet muß der Gradient schwach werden.

Da dieses Saumgebiet einen beträchtlichen, manchmal den größten Teil seiner Ionisation den sekundären Elektronen verdankt (vgl. § 8!), so ist klar, daß es erst in einer Entfernung von einigen freien Elektronenweglängen von der Kathode weg entstehen kann. Die Dunkelraumlänge hat auch in Wirklichkeit die Größe von 4 bis 7 freien Elektronenweglängen[1]) oder 5,7mal so viele molekulare Weglängen[2]).

Der primäre Kathodenstrahl wird infolge der Diffusion und Absorption mit wachsender Entfernung von der Kathode immer schwächer, bis er schließlich erlischt. Dasselbe gilt demjenigen Leuchten und derjenigen Leitfähigkeit, die vom Kathodenstrahl erzeugt werden. Die Stromleitung wird allerdings unter Umständen über die Reichweite der Kathodenstrahlen hinaus durch den zweiten Dunkelraum hindurch von aus dem negativen Glimmlicht stammenden Elektronen und negativen Ionen besorgt. Im letzten Teil des negativen Glimmlichts oder im zweiten Dunkelraum oder, bei seitlich angebrachter Anode, in einer gewissen seitlichen Entfernung vom dichtesten Glimmlicht wird nun die Leitfähigkeit infolge des Klebens und der Wiedervereinigung schwächer werden als diejenige Leitfähigkeit, welche die positive Säule unter den vorhandenen Umständen aufrecht hält (vgl. § 2!). Dort setzt die positive Säule ein.

Im zweiten Dunkelraum, wo Ionisation nicht stattfindet, muß man wohl einen Mangel an positiven Ionen — daher besonders kleine Wiedervereinigung und die Dunkelheit — also eine negative Raumladung voraussetzen[1]). Die Leitung durch dieses Gebiet dürfte wie gesagt von aus dem negativen Glimmlicht stammenden Elektronen und negativen Ionen besorgt werden. Für die Richtigkeit dieser Auffassung spricht, daß sie zu erklären vermag, weshalb der zweite Dunkelraum, in freien Elektronenweglängen gemessen, am größten wird, wenn der Kathodenfall klein und der Druck groß ist: Bei kleinerem Kathodenfall ionisiert jedes Primärelektron dichter auf seiner allerdings kürzeren Bahn und, wegen der Kürze der Glimmlichtlänge, wird der Elektronenverlust nach den Wänden (vgl. § 10!) klein, so daß ein verhältnismäßig großer Prozentsatz Kathodenstrahlen nach dem Ende des Glimmlichts gelangen. Die Folge hiervon ist, daß die Grenzschicht zwischen dem negativen Glimmlicht und dem zweiten Dunkelraum nach diesem letzten eine im Verhältnis zur Stromstärke größere Anzahl negativer Ionen und Elektronen als sonst liefern kann. Ein großer Druck wirkt insofern vorteilhaft für die Ausbildung einer großen Länge des zweiten Dunkelraumes, als er infolge der mit ihm zusammengehörigen Stromvergrößerung die Aufrechterhaltung der nötigen Raumladungen erleichtert.

Bei kleineren Drucken und größeren Kathodenfällen kann die positive Säule schon an einer Stelle anfangen, wo das negative Glimmlicht ohne die Säule noch sichtbar sein würde (vgl. § 10 und Fig. 14!).

Eine von dem bisherigen Beobachtungsmaterial allerdings nur unvollständig gestützte Theorie des Kathodenfalles wird im § 8 gegeben.

§ 8. Näheres über die zweifache Grenzionisation, über den Kathodendunkelraum und über den Kathodenfall.

Im vorigen Paragraphen wurde erwähnt, daß die Dunkelraumlänge etwa 5 freie Elektronenweglängen beträgt. Beim Durcheilen einer solchen Schicht werden, nach Kossels Beobachtungen über die Ionisation seitens langsamer Kathodenstrahlen[2]) zu beurteilen, 200- bis 700-voltige Kathodenstrahlen im Mittel etwa je einmal ionisieren. Ein großer Teil der dabei

1) Bei 1 mm Druck und etwa 50° im Gase ist die konstante Dunkelraumlänge in Millimetern gemessen: in H_2 gleich etwa 4,3 (Messung des Verf. an *Al*-Kathode. Aus einer Tabelle bei Thomson-Marx, § 235, ergibt sich der Wert 4,0. Nach H. Ebert und P. Ewers, Ann. d. Phys. 10, 101, 1903, wäre sie 5,59; in N_2 gleich etwa 2,11 (nach Riecke, Gött. Nachr., Okt. 1904, in Übereinstimmung mit einer Angabe von Ebert und Ewers, loc. cit.); in O_2 gleich etwa 1,41 (nach Ebert und Ewers, loc. cit.); in *He* mindestens 9 (Messung des Verf.), wenn da überhaupt ein Glimmlichtsaum ausgebildet ist. Mit Benutzung der Angaben über freie Weglängen in den Tabellen von Landolt-Börnstein-Roth berechnen sich die bezüglichen Dunkelraumlängen in der freien Weglänge eines Elektrons als Einheit gemessen zu bzw.: in H_2 4,7; in N_2 4,4; in O_2 2,7; in *He* 6,8.

2) Vgl. Thomson-Marx, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, § 236.

1) Diese Annahme braucht nicht gegen die Tatsache eines bei Annäherung an die positive Säule steigenden Potentialgradienten zu verstoßen. Vgl. die Berechnungen in § 6.

2) W. Kossel, Ann. d. Phys. 37, 393, 1912.

erzeugten Sekundärelektronen dürfte noch innerhalb des Dunkelraumes Ionisationsgeschwindigkeit erlangen und auch da oder im Glimmsaumgebiet zum Ionisieren kommen. Bei oberhalb der Optimumgrenze (bei 120 bis 200 Volt) wachsenden Kathodenfällen ionisieren die primären Elektronen (vgl. Kossel loc. cit.!) immer spärlicher bei den Stößen, die sie erleiden. Ihre totale Ionisation dürfte zwar größer werden, aber die Anzahl der von jedem Primärelektron innerhalb der Kanalstrahlenquelle erzeugten Ionenpaare wird kleiner. Dagegen dürften bei höheren Kathodenfällen die Ionisierungsgelegenheiten der Sekundärelektronen sich vermehren. Diese Kompensation der verminderten Primärionisierung durch die vergrößerte Sekundärionisierung macht es möglich, daß die Kanalstrahlenquelle, die nach Theor. 4, § 7 pro primäres Elektron eine bestimmte Anzahl Ionisierungen (seitens primärer und sekundärer Elektronen) enthalten soll, eine vom Kathodenfall fast unabhängige Ausdehnung senkrecht zur Kathodenoberfläche behält.

Zur Stütze der Behauptung, daß die für die Grenzionisation in Frage kommenden Ionen fast nur aus dem Dunkelraum und aus dem Saumgebiet stammen, möge folgendes angeführt werden: Wenn man in einem, mit den Querschnitt ausfüllenden Scheibenelektroden versehenen Rohr die Anodenscheibe im negativen Glimmlicht bei konstant gehaltener Elektrodenspannung bewegt, so verändert sich die Stromstärke wenig, solange mindestens eine Glimmsaumschicht von 0,1- bis 0,2mal der Dunkelraumdicke vor der Anode frei bleibt. Dringt die Anode in diese Saumschicht hinein, so sinkt die Stromstärke sehr. Wird die Anodenscheibe weiter in das eigentliche Gebiet des Dunkelraums geschoben, so erlischt die Entladung bekanntlich[1]) gänzlich. Das eben Erwähnte, ebenso wie die Existenz der „Schatten" an der Kathode von im Dunkelraum angebrachten Gegenständen[2]) demonstriert die gemachte Behauptung und die in § 7 erwähnte Bedeutung des Saumgebietes als Hauptlieferant der an der Kathode primäre Elektronen erzeugenden Ionen.

1) Genau gilt das Gesagte nur bei kleinen Drucken (1 mm und weniger) und bei Kathodenfällen von etwa 800 bis 1500 Volt. Bei größeren Drucken ist, wie oben gesagt, der Saum weniger scharf. Bei ungefähr normalem Kathodenfall muß immer etwas vom Glimmsaum sichtbar bleiben, damit der Strom nicht auslöscht. Bei sehr hohen Kathodenfällen (3000 Volt und mehr) können die Elektroden in kürzere gegenseitige Entfernung (kürzer, je höher die Elektrodenspannung ist) als die Minimaldunkelraumlänge gebracht werden, ohne daß der Strom ausgeht. Diese Tatsachen erklären sich alle zwanglos aus der in § 7 gegebenen Theorie des Glimmlichtsaums.

2) A. Wehnelt, Wied. Ann. 67, 421, 1899.

Das Vorhandensein der erwähnten Schatten beweist auch, daß die Bewegung der positiven Ionen gegen die Kathode ziemlich geradlinig erfolgt. Die 20 bis 40 Stöße, die die Ionen auf ihrem Weg durch den Dunkelraum im Mittel erleiden, vermögen also nicht ihre Wege zu nennenswerten Abweichungen von den Kraftlinienbahnen zu veranlassen. Die Gradlinigkeit der Ionenwege deutet darauf, daß die Ionen im schwachfeldigen Teil des Dunkelraumes meistens infolge der Stöße so gebremst werden[1]), daß eine derartige Diffusion ihrerseits wie die der Elektronen in der positiven Säule (vgl. § 6!) von dem kräftigen Dunkelraumfeld verhindert werden kann. Wenn die Ionen größere Geschwindigkeiten erlangen, dürften sie die Fähigkeit erhalten, Moleküle gewissermaßen zu durchfliegen. Diese Fähigkeit trägt dazu bei, die sonst zu erwartende Diffusion zu vermindern.

Der eben erwähnte Energieverlust der Ionen bei den Stößen bewirkt, daß die Kanalstrahlen, wie durch die Beobachtungen des Dopplereffekts bestätigt wird, stets kleinere und zum größten Teil bedeutend kleinere Geschwindigkeiten aufweisen, als dem ganzen Kathodenfall entsprechend zu erwarten wäre[2]). Bemerkt man, daß dies auch für den Fall des normalen Kathodenfalls gilt, so muß man die bisher übliche Hypothese aufgeben, welche den normalen Kathodenfall gleich dem kleinsten Geschwindigkeitspotential, mit dem die positiven Ionen auf die Kathodenoberfläche anprallen müssen, um Kathodenstrahlen[3]) zu erzeugen, setzt. Es ist sogar unrichtig anzunehmen, daß der normale Kathodenfall mit einer bestimmten mittleren Geschwindigkeit der Ionen an der Kathode verbunden ist. Denn man kann künstlich, so wie ich jetzt beschreiben werde, die Stoßzahl der positiven Ionen und also auch ihre Endgeschwindigkeit verändern, ohne daß sich der normale Kathodenfall um die zu erwartenden Beträge ändert. Ich habe mit einem Entladungsrohr gearbeitet, dessen Elektroden aus zwei konaxialen Blechzylindern bestanden. Zwi-

1) Die mehr als kinetische Geschwindigkeit besitzenden Ionen können nicht wie die leichten Elektronen ohne Geschwindigkeitsverlust von den Molekülen reflektiert werden. Die Reflexion zwischen Massen von derselben Größenordnung (Ion und Molekül) muß nämlich, wenn ihre Geschwindigkeiten verschiedenen Größenordnungen gehören, nach der Theorie des Stoßes mit einem Geschwindigkeitsverlust der schnelleren Masse verbunden sein.

2) Die meisten Kanalstrahlen stammen ja aus dem Glimmsaumgebiet und durchlaufen den ganzen oder fast den ganzen Kathodenfall.

3) Daß der normale Kathodenfall viel größer als die Ionisierungsspannung der positiven Ionen gegen Gasmoleküle ist, haben E. v. Bahr und J. Franck gezeigt, Verh. d. D. phys. Ges. 16, 57, 1914.

schen den Zylindern konnte eine Sonde zum Messen der Potentiale bewegt werden. Ihre Lage wurde mit einem Fernrohr durch ein Fenster am Rohrende visiert. Das Rohr war von einer Spule umschlossen und konnte also unter den Einfluß eines mit der Zylinderachse parallelen Magnetfeldes gesetzt werden. Mit diesem Rohr wurde die von J. Stark[1]) und anderen beobachtete Verminderung der Dunkelraumlänge und des abnormalen Kathodenfalles und die Vergrößerung der Stromdichte (auch der normalen) an der Kathode im Magnetfeld bestätigt. Die Erklärung der Verkürzung der Dunkelraumschicht hat Stark (loc. cit.) gegeben. Diese beruht darauf, daß die Kathodenstrahlbahnen gekrümmt werden, so daß ihre Ionisierungsgebiete näher an die Kathodenoberfläche fallen. Zur Erklärung der Vergrößerung der Stromdichte verweise ich auf eine Berechnung weiter unten. Was nun die Frage vom normalen Kathodenfall angeht, so ergab sich, daß der normale Kathodenfall nur um sehr kleine Beträge, höchstens um etwa 10 Volt, vermindert wurde, trotzdem die Dunkelraumlänge auf den zehnten Teil ihres ursprünglichen Betrages reduziert wurde, womit eine fast ebensogroße Reduktion der mittleren Stoßzahl der positiven Ionen im Dunkelraum hervorgebracht werden mußte. Den mittleren Geschwindigkeitspotentialverlust der Ionen im normalen Dunkelraum dürfte man je nach dem Gas zu mehr als 50 bis 100 Volt schätzen müssen.

Ich habe nun einige für die bisherige Theorie des Kathodenfalles unüberwindliche Schwierigkeiten hervorgehoben und gehe dazu über, eine neue und, soweit ich sie prüfen konnte, sehr leistungsfähige Theorie des Kathodenfalles zu skizzieren.

In Übereinstimmung mit K. Rottgardt[2]) denke ich mir, daß die primären Kathodenstrahlen aus dem Kathodenmaterial losgeschlagen werden — die Hypothese 2 des § 7. Dadurch erklärt sich die Abhängigkeit des Kathodenfalles vom Kathodenmaterial. Wie Rottgardt nehme ich an, daß Kanalstrahlen mit gewisser Geschwindigkeit aus verschiedenen Materialien verschieden große Kathodenstrahlmengen lösen. Es scheint (vgl. Theorem 4), als ob eine Vergrößerung der Kanalstrahlgeschwindigkeit oberhalb einer gewissen Grenze, die bedeutend unterhalb der dem normalen Kathodenfall entsprechenden Geschwindigkeit liegt, die gelöste Elektronenmenge wenig vergrößert.

Die spontane Einregulierung des Kathodenfalles beruht einfach darauf, daß die positive Ladung vor der Kathode eine eindeutige Funktion von der Dichte des sie unterhaltenden Stromes ist, und daß der Kathodenfall von dieser Ladung eindeutig bestimmt ist (vgl. unten). Zu jedem Kathodenfall gehört also eine bestimmte Stromdichte an der Kathodenoberfläche.

Es ist zu bemerken, daß die ganze Anzahl der von den primären und sekundären Elektronen erzeugten Ionen beim normalen Kathodenfall gerade für die Grenzionisation genügt. Nur ein kleiner Überschuß geht durch Wiedervereinigung für den Stromvorgang verloren. An diesem Überschuß möge durch die magnetische Verkürzung des Dunkelraumes eine Veränderung eingetreten sein, diese konnte aber, wie eben das Experiment zeigte, einen nur sehr kleinen Einfluß auf den normalen Kathodenfall ausüben. Bei weniger als dem normalen Kathodenfall muß die Entladung aus dem Grunde erlöschen, daß eine für die Grenzionisierung ungenügende Anzahl positiver Ionen erzeugt werden[1]).

Geht man zu größeren Kathodenfällen über, so erzeugen die Kathodenstrahlen einen immer größeren Überschuß von Ionen, der in dem langen negativen Glimmlicht zur Wiedervereinigung gelangt. Die Anzahl der innerhalb der Kanalstrahlenquelle erzeugten Ionen behält aber, wie im Anfang dieses Paragraphen auseinandergesetzt wurde, ein fast unverändertes Verhältnis zur Anzahl der Primärelektronen (Theor. 4). Daß dies so sein kann und daß deswegen die Kanalstrahlenquelle sich bei wachsendem Kathodenfall nicht ausdehnt, muß bedeuten, daß die Fähigkeit eines Ions, Elektronen aus dem Metall zu lösen, fast unabhängig von der Geschwindigkeit des Ions ist, wenn diese nur oberhalb einer gewissen Grenze liegt[2]). Weil es

1) J. Stark, Elektrizität in Gasen. Leipzig 1902, S. 402.

2) K. Rottgardt, Ann. d. Phys. **33**, 1161, 1910.

1) Zur Beantwortung solcher Fragen wie der, ob die Kleinheit des Kathodenfalles in Edelgasen auf der großen Fähigkeit ihrer positiven Ionen Elektronen aus den Metallen zu lösen beruht oder darauf, daß die Stöße ionisierungsfähiger Elektronen in ihnen besonders oft wirklich zur Ionisation führen, fehlt noch das nötige Beobachtungsmaterial.

2) Für diesen hier hergeleiteten Satz habe ich in der Literatur nur einen schwachen direkten Beleg gefunden, nämlich die Daten, auf welche H. Baerwald seinen Satz 2 (Ann. d. Phys. **41**, 654, 1913) gründet. Baerwalds sonstige Schlußfolgerungen bedürfen einer Revision. Seine Fig. 2, S. 650, zeigt 4 Kurven, die auf gleiche Sekundärstromstärke reduziert innerhalb der wahrscheinlichen Fehlergrenzen zusammenfallen. Seine Beobachtungen zeigen damit, daß die Geschwindigkeiten der Sekundärstrahlen von der Geschwindigkeit der primären Kanalstrahlen unabhängig sind. Mit unterhalb einer gewissen Grenze abnehmender Primärspannung nehmen die

auf die Geschwindigkeiten der Ionen wenig ankommt, hat die Verminderung des Energieverlustes der Ionen bei Stößen beim magnetisch verkürzten Dunkelraum keine Veränderung des Kathodenfalles veranlassen können, was sich besonders in der Unveränderlichkeit des normalen Kathodenfalls zeigte.

Die Ausdehnung der Kanalstrahlenquelle und die daran gebundene Lage der Raumladungen verändert sich, wie gesagt, wenig bei variablem Kathodenfall. Wäre nun die Ionengeschwindigkeit unabhängig vom Kathodenfall, so müßte die Raumladungsdichte und der Kathodenfall proportional der Stromdichte wachsen. Nun wächst aber die Ionengeschwindigkeit bzw. verkürzt sich der Aufenthalt der einzelnen Ionen in einem gewissen Raumladungsgebiet gleichzeitig damit, daß der Kathodenfall wächst. Deshalb muß die Raumladungsdichte und der Kathodenfall langsamer wachsen als proportional der ersten Potenz der Stromdichte. Von J. Stark experimentell gefundene Gesetze[1]) bestätigen diese Überlegung.

Bei der magnetischen Verkürzung des Dunkelraumes vergrößert sich die Stromdichte. Im Falle des normalen Kathodenfalles ist die Stromdichtenvergrößerung umgekehrt proportional der Dunkelraumverkleinerung. Daß es so sein muß, ist leicht mit derartigen Berechnungen, wie diejenigen, die ich weiter unten zur Herleitung der Stromdichteabhängigkeit vom Druck ausführe, zu beweisen.

Nach der hier gegebenen Theorie sollte der normale Kathodenfall vermindert werden, wenn die Kathodenoberfläche künstlich die Fähigkeit erhält, mehr Elektronen als sonst zu liefern. Gehlhoff und Dember[2]) haben dieser Schlußfolgerung eine Bestätigung gegeben, indem sie den normalen Kathodenfall an gewissen Metallen durch den lichtelektrischen Effekt herabsetzten. Eine andere Bestätigung liefert die bekannte Herabsetzung des Kathodenfalles an Wehnelt-Elektroden und an anderen stark glühenden Elektroden, wie z. B. im Lichtbogen. Vgl. übrigens Rottgardt, loc. cit.!

Wenn man die Länge der Kanalstrahlenquelle in der mittleren freien Weglänge λ eines Elektrons mißt, so ist nach der gegebenen Theorie zu erwarten, daß die so gemessene Länge vom Druck beinahe unabhängig ist. Dieselbe Länge in Millimetern gemessen, muß also dem Druck umgekehrt proportional sein. Die Theorie besagt nun, daß der Glimmlichtsaum sich nahe dem Ende der Kanalstrahlenquelle im Glimmsaumgebiet befindet. Die Theorie verlangt also, daß die Dunkelraumlänge dem Druck angenähert umgekehrt proportional sein soll, aber nicht genau, denn die Feldstärke in den hier in Frage kommenden Schichten steigt proportional dem Druck und der Glimmsaum muß also beim wachsenden Druck immer weiter nach von der Kathode entfernteren Teilen des Glimmsaumgebietes verschoben werden, um den für ihn passenden Gradienten zu treffen. Für die Dunkelraumlänge D ergibt sich also ein Gesetz etwa von der Form

$$D = \text{Konst. } p^{-\beta}, \text{ wo } 0 < \beta < 1,$$

und wo p den Druck bedeutet. Ein solches Gesetz ist tatsächlich von Ebert und Riecke[1]) experimentell festgestellt worden.

Rechnen wir nun mit dem Gesetz

$$D' = \text{Konst. } p^{-1} \qquad (1)$$

für die mittlere Entfernung D' zwischen der Kathode und der vor dieser vorhandenen positiven Raumladung, so läßt sich wie folgt die Abhängigkeit der Stromdichte an der Kathodenoberfläche vom Druck berechnen. Wir gehen von einem gewissen Punkt (Kathodenfall, D', p) aus. Wird p vergrößert und D' demgemäß verkleinert, ohne daß der Kathodenfall sich ändert, so ist dies nur dadurch möglich, daß die den Kathodenfall bedingenden Raumladungen ihre Dichte[2]) in umgekehrtem Verhältnis zu D' verändern. Die betreffenden Ladungen im Gase bestehen aus Ionen. Die Anzahl A der in der betreffenden Schicht auf einmal anwesenden Ionen wird angenähert der Anzahl H der sekundlich in der Kanalstrahlenquelle erzeugten Ionen proportional sein und außerdem proportional der Zeit t, die ein Ion im Mittel in der betreffenden Schicht zubringt. Wir bezeichnen Punkte, die eine gewisse An-

von Baerwald erreichten wirksamen Kanalstrahlenstromstärken offenbar ab und unter 900 Volt Primärspannung ist der nach der bestrahlten Platte gelangende Kanalstrahlstrom offenbar zu schwach, um eine meßbare Sekundärstrahlung zu erzeugen. Baerwald deutet seine Beobachtungen wesentlich anders. Leider hat Baerwald nicht die Stärke des wirksamen Kanalstrahlstroms gemessen. Dank dieses Versäumnisses muß Baerwald seinen Satz 11, S. 667, der in Widerspruch mit meiner und Rottgardts Theorie des Kathodenfalls steht, auf Daten basieren, die den Satz 11 nicht beweisen.

1) Siehe Winkelmanns Handbuch IV, § 74, S. 516.

2) H. Dember und G. Gehlhoff, Verh. d. D. phys. Ges. **8**, 263, 1906 und G. Gehlhoff, daselbst **12**, 411, 1910.

1) Ebert, Wied. Ann. **69**, 200, 372, 1899; E. Riecke, Ann. d. Phys. **25**, 624, 1908.

2) Wir können im Dunkelraum mit parallelen Kraftlinien rechnen, so daß die seitliche Ausdehnung des Glimmlichts vor der Kathode auf die Feldstärke im Dunkelraum keinen zu berücksichtigenden Einfluß hat. Wir rechnen so, als ob die bedeckte Kathodenoberfläche konstant wäre.

zahl freier Weglängen von der Kathodenoberfläche entfernt sind, als homolog und können behaupten (vgl. § 4 und da unter „Beziehung D"!), daß in homologen Punkten im Mittel dieselbe Ionengeschwindigkeit herrscht. Hieraus folgt, daß die Zeit t proportional zu D' ist, d. h.

$$t = \frac{a}{p}, \text{ wo } a = \text{Konst.}$$

Es gilt weiter:

H unabhängig von p,

$$H = bj,$$

wo b eine Konstante und j die Stromdichte ist.

Wir haben also

$$A = H \cdot t \cdot \text{Konst.} = bj \cdot \frac{a}{p} \cdot \text{Konst.} = \frac{j}{p} \cdot \text{Konst.}$$

und gleichzeitig, weil die Raumladung umgekehrt proportional zu D', d. h. proportional zu p ist,

$$A = p \cdot \text{Konst.}$$

$$\frac{j}{p} \cdot \text{Konst.} = p \cdot \text{Konst.}$$

$$j = \text{Konst.}\, p^2. \qquad (2)$$

Würde (1) nicht genau gelten, sondern statt dessen

$$D' = \text{Konst.}\, p^{-m}, \text{ wo } 0 < m < 1,$$

so nehmen, wie man leicht findet, unsere letzten Gleichungen folgende Form an:

$$t = \frac{a}{p^m}; \; H = bj p^{1-m}; \; A = p^m \cdot \text{Konst.}$$

und schließlich

$$j = \text{Konst.}\, p^{3m-1}.$$

Wäre $3m - 1 = 1$, so würde die von J. Stark[1]) aufgestellte Formel

$$j = \frac{\varkappa \cdot p}{\vartheta},$$

wo j = der normalen Stromdichte an der Kathode, ϑ = der abs. Temperatur und $\varkappa$ eine Konstante ist, gültig sein. Herr Dr. W. H. Westphal teilte mir in einer Diskussion mit, daß, nach gewissen Messungen zu beurteilen[2]), die Formel (2) den wirklichen Verhältnissen bedeutend besser gerecht wird als die Starksche Formel. Die Bestätigung der Formel (2) bedeutet auch eine Bestätigung der Formel (1).

Zum Schluß möchte ich darauf aufmerksam machen, daß man vielleicht in dem Kathodensprung die Ursache des Intensitätsminimums zwischen der ruhenden und der bewegten Intensität des Kanalstrahl-Dopplereffekts zu suchen hat. Es sei in der Fig. 1 K die Kathode (schattiert) und L ein Loch in derselben. Die dick gezogenen Linien a und b mögen zwei Äquipotentialflächen, die den Kathodensprung umfassen, andeuten. Im Loch L nehmen diese Äquipotentialflächen etwa die durch a_1 und b_1 angedeutete Gestalt an. Gewöhnlich hat man mit einer im Vergleich zur Dunkelraumdicke dünnen Kathode gearbeitet. Deshalb war die Entfernung $a_1 b_1$ im Verhältnis zur Dunkelraumlänge klein. Zwischen a_1 und b_1 haben nur wenige Kanalstrahlen entstehen können; die meisten haben den Kathodensprung von a_1 bis b_1 ohne Stöße durchlaufen müssen. Hieraus ergibt sich eine gewisse Minimalgeschwindigkeit der Kanalstrahlen. Eine Probe der Stichhaltigkeit dieser Überlegung würde man bekommen, wenn man den Dopplereffekt, den man mit einer dünnen Kathode bekommt, mit dem vergleicht, den man mit einer dicken Kathode erhält, deren Löcher so geformt sind, daß in ihnen (wenn möglich) die Grenz-Potentialflächen des Kathodensprunggebietes weit auseinander gezogen werden. Eine andere Probe würde eine Untersuchung über den Kathodensprung in O_2 und He liefern. In diesen Gasen sollte der Kathodensprung ganz oder fast fehlen, denn in ihren Kanalstrahlspektren schließt sich die verschobene Intensität fast ohne Zwischenraum an die ruhende an[1]).

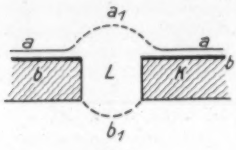

Fig. 1.

Wenn die hier vorgeschlagenen Proben positiv ausfallen, so bedeuten sie natürlich Belege für die etwas umstrittene Existenz des Kathodensprungs.

§ 9. Über das Leuchten des Kathodendunkelraums, des Glimmlichts und der positiven Säule.

In § 5[2]) habe ich über Versuche berichtet, deren Hauptresultat so lautet: Die kleinsten Ionisationspotentiale der Elektronen in verschiedenen Gasen sind beinahe gleich

1) Siehe Winkelmanns Handbuch IV, Starks Artikel, § 61.

2) Nähere Angaben habe ich von Dr. Westphal infolge seiner Tätigkeit im jetzigen Krieg nicht erhalten können.

1) Vgl. H. Konen, Das Leuchten der Gase und Dämpfe, Braunschweig 1913, S. 322 und 323 und H. Gerdien und R. Holm, Ann. d. Phys. **27**, Fig. 3, S. 853, 1908.

2) Diese Zeitschr. **15**, 292, 1914.

den kleinsten sichtliches Licht erregenden Geschwindigkeitspotentialen. Der Unterschied zwischen den betreffenden Potentialen kann vermutlich darauf zurückgeführt werden, daß der erste Anfang einer Ionisation schärfer und eher als die erste Lichterregung beobachtet werden konnte. Ich habe (in Übereinstimmung mit den bezüglich der Spannungsmessung allerdings weniger genauen Messungen von Gehrcke und Seeliger) festgestellt, daß das bei Ionisation seitens Elektronen mit etwa 5 bis 30 Volt über das kleinste Ionisationspotential erregte Leuchten dasselbe Spektrum wie die positive Säule hat. Wahrscheinlich ist das gerade bei Ionisierungsgeschwindigkeit erregte Leuchten von derselben Art. Ich habe weiter in § 7 darauf aufmerksam gemacht, daß dasselbe Spektrum im Glimmlicht das Spektrum des Dunkelraums überlagert. Das letztgenannte (negative) Spektrum wird vermutlich direkt durch die Stöße der primären Kathodenstrahlen erzeugt. Weil das erste dort (im Dunkelraum) fehlt, wo das Feld stärker als in der positiven Säule und im Glimmlicht ist, habe ich die Hypothese 5 in § 7 aufstellen können. Mit Rücksicht darauf, daß die elektrostatischen Kräfte, die zwei in Wiedervereinigung begriffene und also nach Stark Bandenspektren emittierende Ionen infolge ihrer Ladungen zusammenhalten, von einer höheren Größenordnung sein müssen als die Feldkraftwirkung auf ein Elektron im Dunkelraum vor dem Glimmsaum, habe ich über die empfindlichen Gebilde der Hypothese 5 die Hypothese 6 gemacht. Es ist nicht anzunehmen, daß das von verhältnismäßig schwachen Kräften zustande gebrachte Phänomen des Klebens der Elektronen ein Leuchten auslösen kann; darin liegt einer der vielen Gründe, welche zur Hypothese 7 führen.

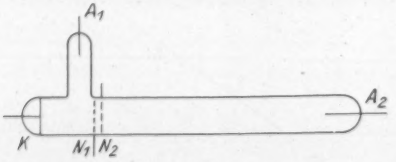

Fig. 2.

Die Hypothese 5 ladet zu Versuchen mit künstlichem Dunkelraum ein. Ich beschreibe hier derartige Versuche mit einem in der Fig. 2 abgebildeten Rohr. A_1 oder A_2 ist die Anode, K die scheibenförmige Kathode, N_1 und N_2 zwei Platindrahtnetze, 5 mm auseinander. Ich richtete so ein, daß die Kathodenstrahlen durch die Netze hindurchschossen und gab (durch Abzweigen von einem mit AK parallel geschalteten Widerstand) den dabei miteinander verbundenen N_1 und N_2 ein solches Potential, daß die Gegenwart der Netze sich an der Glimmlichterscheinung so wenig wie möglich merkbar machte. Dann ließ ich N_1 dieses Potential behalten, während ich dem N_2 ein um 5 bis 50 Volt höheres oder niedrigeres Potential gab. Es hätten 25 bis 50 Volt zwischen N_1 und N_2 genügen müssen, ein gleichförmiges Feld zwischen diesen vorausgesetzt, um dort das Kleben der Elektronen zu verhindern und also einen Dunkelraum hervorzurufen. Ein gleichförmiges Feld stellte sich aber wegen entstehender Raumladungen nicht ein.

Der zu erwartende Dunkelraum füllte nur einen Teil des Zwischenraumes zwischen N_1 und N_2 aus. Weil die Spannung hauptsächlich auf dem kleinen Dunkelraum lag, konnte sich in diesem auch bei nur etwa 5 Volt zwischen N_1 und N_2 die für seine Existenz nötige Feldstärke ausbilden. Vgl. mit dem über die künstlichen Dunkelräume in § 7 Gesagten!

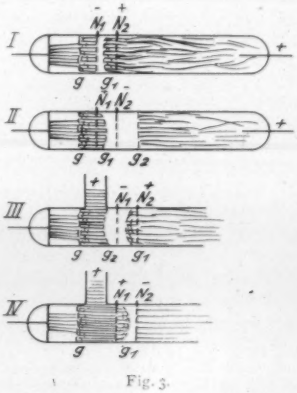

Fig. 3.

Je nach der Schaltung konnte ich die aus der Fig. 3 leicht verständlichen Typen I, II, III, IV erhalten. In der Fig. 3 bedeutet g den normalen Glimmsaum, g_1 und g_2 die Begrenzungen des künstlichen Dunkelraums. Bei I und II geht der Elektronenstrom nach der Anode von links nach rechts durch N_1 und N_2; bei III und IV zieht ein Strom langsamer Elektronen nach der Anode gegen die Kathodenstrahlen von rechts nach links durch N_1 und N_2. Die Säume g_2 begrenzen Dunkelräume, welche außerhalb des Gebietes $N_1 N_2$ aus dem Grunde entstehen, daß Elektronenver-

armungsgebiete mit kleiner Leitfähigkeit und großen Gradienten dort, infolge der für den Strom der Sekundärelektronen hinderlichen Felder zwischen N_1 und N_2, zustande kommen. Man beachte, daß der Strom der Sekundärelektronen bei I und II in der Richtung N_1N_2 und bei III und IV in der Richtung N_2N_1 fließt; damit hängt zusammen, daß die Dunkelräume bei III und IV gewissermaßen Spiegelbilder von denen bei II und I sind.

Es möge erwähnt werden, daß es bei kleinen Potentialdifferenzen zwischen N_1 und N_2 und bei zweckmäßigen Drucken zu erreichen war, daß die Säume g_1 und g_2 dasselbe Aussehen wie die vordere (von der Kathode gerechnet) Fläche der ersten positiven Schicht annehmen[1]). Es scheint demnach wahrscheinlich, daß die oft scharfe Begrenzung der positiven Schichten nach der Kathode zu darauf beruht, daß die Feldstärke unmittelbar vor den Schichten groß genug ist, um ein Kleben der Elektronen zu verhindern, d. h. um Dunkelräume zu schaffen[2]). Sondenbeobachtungen scheinen allerdings die größte Feldstärke im hellsten Teil der Schichten zu zeigen. Ich halte es nach meinen Erfahrungen aber für durchaus wahrscheinlich, daß die Sondenmessungen in diesem Falle nicht zuverlässig sind. Die Schichten buchten sich nämlich hinter den Sonden ein, so daß eine Sondierung dort, wo die Schicht ohne Sonde ihre größte Helligkeit zeigt, tatsächlich vor der deformierten Vorderfläche der Schicht geschieht.

Ich habe in § 6[3]) auf gewisse, schwer zu deutende Beobachtungen, die P. Neubert an Sauerstoff gemacht hat, hingewiesen. Meine Theorie darf natürlich mit den betreffenden Phänomenen nicht in Konflikt geraten. Ob sie das tut oder nicht, läßt sich mit dem bisherigen Beobachtungsmaterial nicht entscheiden. Ich gestatte mir eine Arbeitshypothese für vervollständigende Beobachtungen zu geben: Wegen der „Klebrigkeit" des Sauerstoffs erfahren durch Sauerstoff geführte Elektronen einen sehr großen Bewegungswiderstand. Dies hat zur Folge, daß die Elektronen nur bei sehr großen Gradienten (mit Ionisationsspannungen schon auf wenige freie Weglängen) zur Ionisation gelangen, und daß große Gradienten sich ausbilden müssen, um den Strom unterhalten zu können. Solch große Gradienten vermindern das Kleben der Elektronen. Sowohl die Erschwerung der Ionisation wie die Erschwerung des Klebens führt zum verminderten Leuchten. Es kann aus solchen Gründen zu den von Neubert beobachteten dunklen Entladungen kommen. Wenn nun, so wie es bei den Neubertschen Experimenten geschah, ein wenig H_2 zum O_2 zugesetzt wird, so verändern sich die Bewegungsbedingungen der Elektronen wenig. Die Ionisierungshäufigkeit der Elektronenstöße kann sich auch nicht viel ändern, denn H_2 hat eine größere Ionisierungsspannung als O_2. Es werden aber einige H^+-Ionen erzeugt werden. Diese sind im Verhältnis zu den O_2-Molekülen leicht genug, um von ihnen mit nur wenig Geschwindigkeitsverlust reflektiert werden zu können. Sie kleben nicht an den O_2-Molekülen, so wie es die Elektronen tun. Es ist also wahrscheinlich, daß die H^+-Ionen sich auf mehreren freien Weglängen Ionisierungsspannung holen und die Ionisierrolle der Elektronen übernehmen. Wenn es nun so ist, daß die H^+-Ionen bedeutend leichter H_2-Moleküle als O_2-Moleküle ionisieren, so erklären sich auch Neuberts Spektralbeobachtungen an dem Gemisch O_2 + etwas H_2.

(Wird fortgesetzt.)

1) Ich habe in § 3, diese Zeitschr. **15**, 248, 1914, erste Spalte, auf Grund gewisser Beobachtungen von Gehrcke und Seeliger und von mir die Ansicht vertreten, daß die Farbenfolge im Anfang der Schichten auf Verschiedenheiten der Geschwindigkeiten der ionisierenden Elektronen beruht. Diese Ansicht ist, was positives Licht betrifft, mit der Hypothese 7 vereinbar, wenn man sich vorstellt, daß die Prädisposition eines Ions zur Strahlung bei späterer Wiedervereinigung etwas verschieden ausfallen kann, je nach der Geschwindigkeit des ionisierenden Elektrons. Direkt durch Stoß erregtes („negatives") Licht kommt übrigens auch in der positiven Säule dort vor (vgl. die Spektralbeobachtungen in meiner Abhandlung: Göttinger Abhandl., neue Folge, Bd. 6, Nr. 2, 1908, S. 45—47), wo die Elektronen die größten Geschwindigkeiten besitzen. Es wird natürlich die Farbe beeinflussen.

2) Die Analogie zwischen einer Schicht und dem Glimmlicht kann also recht beträchtlich sein. Vgl. § 3, S. 248.

3) Diese Zeitschr. **15**, 784, 1914.

Das Röntgenspektrum des Platins.

(Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit von H. Seemann.)

Von Ernst Wagner.

(Mit Tafel II.)

Das von Herrn Seemann in dieser Zeitschrift **15**, 794, 1914 beschriebene und in vierfacher Vergrößerung wiedergegebene Platinspektrum zeigt an Stelle der von den anderen Autoren gefundenen kontinuierlichen Banden im wesentlichen ein dichtes Linienspektrum neben den starken Platinlinien, deren Wellenlängen feststehen. Herr Seemann glaubt durch die Methode des unbewegten Kristalles (an Stelle des nach de Broglie drehenden

Kristalles) und durch Verwendung eines engen Spaltes (0,1 mm) eine erhöhte Auflösung erreicht zu haben.

Da dies Resultat von prinzipieller Wichtigkeit ist für den Verbleib des kontinuierlichen Bremsspektrums, so will ich im folgenden zeigen, daß jene Linien nicht reell und wohl eine Folge der bekannten fehlerhaften Struktur des verwandten Steinsalzkristalles sind in Verbindung mit der Methode des unbewegten Kristalles, daß andererseits Strukturfehler des Kristalles fast unschädlich gemacht werden bei der Methode des drehenden Kristalles. Mit ihrer Hilfe konnte denn auch bei vorzüglicher Auflösung reeller feiner Linienstrukturen die Existenz des intensiven kontinuierlichen Spektrums außer Zweifel gesetzt werden.

Hinsichtlich des Aussehens der Linien Seemanns fällt auf, daß namentlich im langwelligen Gebiet zwischen 12^0 und 16^0 die Struktur den Eindruck von verwischten Streifen macht im Vergleich zu der Schärfe der echten Platinlinien. Ferner lassen folgende Umstände auf störende Fehler in der spektralen Zerlegung schließen: Die — von Seemann bemerkte — Nichtübereinstimmung der Linienstruktur oben und unten, parallel dem Spalt, und vor allem das Auftreten starker Trabanten bei $11^3/_4{}^0$ durch Spaltverengerung, das durch die beigebrachten Gründe keineswegs erklärt wird.

Diese Fehler sind ohne Zweifel in der mangelhaften Struktur der Steinsalzkristalle begründet, die bei manchen Spaltflächen in die Augen fällt und wohl meistens in einer Verwerfung sehr kleiner — sonst kristallinisch intakter — Schichten mit geringen Winkelneigungen gegeneinander besteht. Bisweilen werden auch Fehler vorkommen, wo die kristallinische Struktur selbst zerrissen ist und die Reflexion ganz ausbleibt. Erinnern wir uns zuerst des Falles, wo auf eine fehlerfreie, ebene, feststehende Kristallfläche das divergente Bündel eines kontinuierlichen Spektrums auffällt. Hier wird jede bestimmte Wellenlänge ausschließlich von einem ganz bestimmten, sehr kleinen Teil der bestrahlten Kristallfläche reflektiert, die Nachbarwellenlänge von der Nachbarfläche, so daß dem Kontinuum der Wellenlängen das Kontinuum der Einfallswinkel erschöpfend entspricht. Bestehen aber die besprochenen, eventuell sprunghaften, Neigungsfehler im Bau des Kristalles, so wird das Kontinuum der Einfallswinkel sprunghaft unterbrochen und es resultiert die Seemannsche Struktur, die ein Bild für die fehlerhafte Struktur des benutzten Steinsalzkristalles abgibt. Es ist auf Grund der angedeuteten Fehler im Kristall ferner verständlich, daß ein streng homogenes Bündel sich z. B. als Duplett — wie bei Seemann bei $11^3/_4{}^0$ — abbilden kann: es werden dann zwei Bereiche in der Kristallfläche so gelagert sein, daß sie gleichzeitig reflektieren, was, wie leicht zu zeigen, nach verschiedenen Richtungen stattfindet.

Charakteristisch für die Wirkungsweise des stehenden Kristalles ist, daß eine bestimmte Wellenlänge ausschließlich von ihrem ganz bestimmten, sehr kleinen Bereich des Kristalles reflektiert wird, eine andere Wellenlänge von einem anderen Bereich, infolgedessen müssen sich die Fehler in diesen Bereichen in der Reflexion nach Richtung und Intensität geltend machen[1]).

Folgender einfache Versuch könnte zur Unterscheidung reeller von nicht reellen Linien beitragen. Man photographiert gleichzeitig in zwei verschiedenen Abständen vom Kristall das Reflexionsbild in der Seemannschen Anordnung. Reelle Strukturen müssen sich hierbei ähnlich bleiben, unreelle dürften sich ändern.

Wesentlich günstiger für eine getreue spektrale Abbildung liegen die Verhältnisse beim drehenden Kristall unter den früher angenommenen Fehlern. Denn während der Drehung durch den Öffnungswinkel des auffallenden Bündels werden nacheinander immer andere Kristallbereiche und schließlich der gesamte bestrahlte reflexionsfähige Kristall zur Reflexion einer und derselben Wellenlänge verwendet und vermöge des sehr eigenartigen fokussierenden Strahlenverlaufes würden alle diese reflektierten Strahlen sich in einem Punkte schneiden, — wo die Platte zu denken ist —, wenn die reflektierende Flächenschicht fehlerfrei ist; die Fehler bewirken, daß während jener Drehung der reflektierte Strahl um jene fehlerfreie Richtung nach Fehlerart herumschwankt: Das Resultat wird eine gewisse Unschärfe der fokussierenden Abbildung sein; es ist gleichwertig mit einer Mittelung über sehr viele Seemannsche Einzelaufnahmen bei stehendem Kristall, der in immer andere Positionen gebracht wird, sei es durch Drehung, sei es durch Verschiebung, in seiner reflektierenden Fläche. Im Gegensatz zum festen Kristall stehen alle Wellenlängen beim drehenden Kristall unter genau den gleichen Reflexionsbedingungen — der ganze bestrahlte Kristall ist ihre Domäne —, und deshalb heben sich die Kristallfehler in der Abbildung verschiedener Wellenlängen gegenein-

1) Auch die scheinbar so elegante Methode des gebogenen Glimmerblattes nach de Broglie und Rohmann wird von dieser Kritik getroffen, soweit der Glimmer nicht fehlerfrei ist; faktisch ist er weit besser als Steinsalz.

ander völlig heraus; dem Kontinuum der Wellenlängen entspricht hier das Kontinuum der Drehwinkel, das mechanisch leicht durch einen genügend gleichmäßigen Gang zu erreichen ist.

Obwohl die dargelegten Gründe die Überlegenheit der Drehmethode[1]) hinlänglich zu beweisen scheinen, so bestand doch die Möglichkeit einer reicheren Linienstruktur im Platinspektrum und, in Anbetracht der großen Schärfe mancher reeller Platinlinien, die Möglichkeit eines besonders guten Steinsalzkristalles bei Seemanns Versuchen. Es wurden daher unter möglichst ähnlichen Bedingungen Platinspektren mit einem sehr exakt konstruierten Drehapparat aufgenommen. Verwandt wurde eine Müllerröhre mit Lindemannfenster; Spalt und Platte waren 12 cm von der Drehachse entfernt; die Spaltweite war 0,2 mm bei Fig. 1, 0,12 mm bei Fig. 2, was bei 12 cm Plattenabstand einer Spaltweite von 0,07 mm in der Seemannschen Anordnung entspricht. S. benutzte 0,1 mm.

Auf Fig. 1[2]) wurde, um die Expositionszeit nicht zu groß werden zu lassen, nur ein Bruchteil des Platinspektrums aufgenommen, indem der Kristall zwischen engen Grenzen hin- und hergedreht wurde. Neben einzelnen schwächeren Linien ist deutlich das kontinuierliche Spektrum zwischen den Hauptlinien *a*, *b* und *c* zu sehen.

Auf Fig. 2 wurde mit dem feinsten Spalt und großer Expositionsdauer das Stück kontinuierliches Spektrum links von der *a*-Linie aufgenommen; die starken Linien *b* und *c* wurden zur Orientierung im Spektrum nach jener Aufnahme kurz hinzuexponiert; darum fehlt zwischen den Linien *a* bis *c* das kontinuierliche Spektrum, das auf Fig. 1 zu sehen war. Man bemerkt keine Spur einer Linienstruktur in dem Spektralbereich links von *a*, der bei Seemann besonders linienreich ist. Die vorzügliche auflösende Kraft[3]) des Apparates erhellt am besten an mehreren feinen Dupletts und der unerwarteten Schärfe der Bandkante bei *d*, die die spektrale Erregungsgrenze der Bromfluoreszenz in der empfindlichen Schicht darstellt (vgl. meine in der Bayr. Akad. demnächst erscheinende Arbeit).

Als Gegenstück folgen in Fig. 3 und Fig. 4 Aufnahmen bei stehendem Kristall. In Fig. 3 ist ein Stück aus dem kontinuierlichen Spektrum wiedergegeben, zur Orientierung im Spektrum sind wieder einige Platinlinien mit bewegtem Kristall kurz daneben gedruckt. Die sich hier offenbarende wolkige Struktur der Kristallfehler ist erstaunlich groß, noch erstaunlicher ist die Leistung der Drehmethode, die solche Fehler so völlig unschädlich macht. (Vgl. Fig. 2.)

Fig. 4 endlich zeigt die, im Verhältnis zum kontinuierlichen Spektrum auf Fig. 3, viel bessere Wiedergabe des Platinliniendupletts *c*.

Es zeigt sich auch bei Seemann, daß die Abbildung wahrer Linien unter den Kristallfehlern wie es scheint viel weniger zu leiden hat.

Die Fig. 1—4 sind ohne Retusche in ca. 1,5facher Vergrößerung ausgeführt, so daß sie der Größe der Seemannschen Figur gleichen, nur sind hier die Spektrallinien dunkel, bei Seemann hell. *a* entspricht der Linie bei 10°, *c* bei 14°.

Für die Hilfeleistung bei den Expositionen bin ich Herrn cand. math. J. Engl zu Dank verpflichtet.

München, Phys. Institut. d. Univ., Ende November.

(Eingegangen 2. Dezember 1914.)

1) Vgl. zu den obigen Ausführungen W. H. Bragg, Phil. Mag. **27**, 886, 1914, dessen Erörterungen sich im wesentlichen mit den meinigen decken; sowie E. Rutherford, l. c. S. 862 und Phil. Mag. **28**, 264, der auch die Vorzüge der Drehmethode bemerkt hat.

2) Die Figuren befinden sich auf Tafel II.

3) Anm. bei der Korrektur. Diese hätte genügt, sämtliche Seemannsche Linien aufzulösen, wenn sie reell wären.

Zur Röntgenspektrographie.

Bemerkung zur vorstehenden Arbeit von E. Wagner.

Von H. Seemann.

Herr Wagner zeigt in der vorstehenden Arbeit experimentell, daß die normalen Fehler eines gewöhnlichen Steinsalzkristalls sich bei ruhendem Kristall im Röntgenspektrogramm mit abbilden, bei bewegtem Kristall sich aber so gleichmäßig über das ganze Photogramm verteilen, daß selbst große Verzerrungen (unter geeigneten photographischen Bedingungen) unsichtbar werden und sich nur durch eine geringe Unschärfe der hellsten Linien bemerkbar machen. Aus dem Vergleich[1]) seiner mir von ihm freundlichst übersandten Originalkopien mit den meinigen ersehe ich jedoch, daß diese durch die Drehung hervorgerufene Unschärfe immer noch so groß ist, daß die Auflösung so feiner Linien, wie ich sie wiedergegeben habe, bei ihm kaum möglich gewesen sein dürfte. Vor allen Dingen aber beweisen seine mit ruhendem Kristall aufgenommenen Spektren, die allerdings, wie er selbst sagt, „erstaunlich große wolkige Struktur

1) Ein Schärfevergleich verschieden vergrößerter Originale ist auch mit optischen Hilfsmitteln unmöglich. Ein Vergleich von Original und Vergrößerung nach Augenmaß führt zu grober Überschätzung der Schärfe des kleineren Bildes, besonders wenn dessen Strukturfeinheiten in das Gebiet der physiologisch unbequemen Auflösung fallen.

haben", während die meinigen nur noch ganz geringe Ungleichmäßigkeiten zeigen, daß er mit einer ganz erheblich schlechteren Kristallfläche gearbeitet haben muß. Ich habe mit einem alten abgegriffenen Exemplar genau solche wolkigen Strukturen bekommen wie Herr Wagner. Es ist mir jedoch gelungen, durch geeignete Spaltung und Behandlung ausgesucht schöner Stücke diese Fehler in hohem Maße zu vermeiden. Meine Kristallflächen waren blank wie Glas ohne jede sichtbaren Risse, Absätze oder Krümmungen. Spaltfehler oder Strukturfehler, die so regelmäßige und geradlinige Trabanten hervorrufen sollen, müßten nicht nur ebenso regelmäßig, sondern auch optisch nachweisbar, ja sogar mit bloßem Auge sichtbar sein. Etwas anderes wäre es, wenn gruppenweise Verrückungen der Raumgitter vorkommen könnten, so daß Geister entstehen könnten. Hierüber fehlen jedoch alle Anhaltspunkte.

Die in Herrn Wagners Photogrammen wiedergegebenen scheinbar kontinuierlichen Banden deute ich daher ebenso wie die de Broglieschen bis auf weiteres dahin, daß sie aus unaufgelösten Linien bestehen, die noch obendrein überlagert sind von der durch die Kristallfehler bedingten schief abgelenkten — also im ganzen diffusen — Strahlung.

Die Wagnerschen Versuche reichen noch nicht aus, die Realität der von mir gefundenen feinen Linien anzuzweifeln.

Würzburg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 19. Dezember 1914.)

Die Gehaltsbestimmung schwach radiumhaltiger Substanzen durch Gammastrahlen-Messung.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Von Walther Bothe.

Die Bestimmung des Radiumgehalts schwach radioaktiver Substanzen (Erze, Erzrückstände usw.) geschah bisher fast ausschließlich nach der Emanationsmethode. Diese setzt aber, wenn sie zu brauchbaren Resultaten führen soll, einen nicht unerheblichen Aufwand an Zeit und experimenteller Geschicklichkeit voraus. Insbesondere sind die nötigen chemischen Vorarbeiten in den meisten Fällen ziemlich langwierig, und die Zahl der möglichen Fehlerquellen ist bei dem ganzen Verfahren eine recht große. Weit bequemer wäre die Gammastrahlen-Methode, wenn sie empfindlich genug gemacht werden könnte. Allerdings hat die Gammastrahlen-Methode den Nachteil, daß etwa in der Substanz enthaltenes Mesothor mitgemessen wird, während die Emanationsmethode direkt den Gehalt am Radium allein liefert; doch ist es meist möglich, aus dem Ursprung der Substanz zu schließen, ob dieselbe merkliche Mesothorbeimengungen enthält oder nicht. Im folgenden soll ein Elektroskop beschrieben werden, mittels dessen es verhältnismäßig leicht möglich ist, den Radiumgehalt schwach aktiver, mesothorfreier Substanzen in kurzer Zeit mit einer für die Praxis ausreichenden Genauigkeit durch Messung der von einer abgewogenen Menge ausgesandten Gammastrahlung zu bestimmen.

Für die Konstruktion eines solchen hochempfindlichen Instruments sind offenbar folgende Gesichtspunkte maßgebend:

1. Die von der Substanz emittierte Gammastrahlung muß möglichst allseitig für die Messung ausgenutzt werden.

2. Die natürliche Zerstreuung muß sehr konstant, insbesondere unabhängig von gleichzeitiger oder vorhergehender Bestrahlung sein[1]), da nur dann die als Differenz gegen die natürliche Zerstreuung gemessene Wirkung auch für kleine Strahlungsintensitäten mit hinreichender Annäherung proportional dieser Intensität ist.

3. Die Kapazität des Instruments muß möglichst klein gehalten werden.

4. Die ganze Anordnung muß so getroffen sein, daß die Absorption der Gammastrahlen in der Substanz selbst nicht zu groß und leicht zu bestimmen ist. Auch ist es vorteilhaft, wenn die von irgend zwei gleich großen Volumenelementen der Substanz herrührenden Wirkungen möglichst gleich sind, damit der Vergleich mit einem punktförmigen Normalpräparat möglich ist.

Den Bedingungen 1 und 4 läßt sich am vollständigsten in der Weise genügen, daß man das Elektroskop in der Form eines Zylinderkondensators konstruiert, innerhalb dessen innerer Elektrode die Substanz untergebracht wird. Folgende Anordnung erwies sich nach vielfachen Abänderungen als die vorteilhafteste (Fig. 1). Der äußere, aus Zinkblech hergestellte, innen mit 0,5 mm dickem Blei[2]) ausgekleidete Zylinder A ist 32 cm hoch und hat 20 cm Durchmesser. Der Deckel kann auf-

1) Bei einer anderen Anordnung als der unten beschriebenen zeigten sich systematische Unregelmäßigkeiten im Gang des Instruments, die wahrscheinlich auf eine Änderung der natürlichen Zerstreuung infolge der Einwirkung der Strahlen auf das Isoliermaterial zurückzuführen sind.

2) Das zu verwendende Blei muß einige Jahrzehnte alt sein. Gewöhnliches Handelsblei ist wegen seines *RaD*-Gehalts vollkommen unbrauchbar.

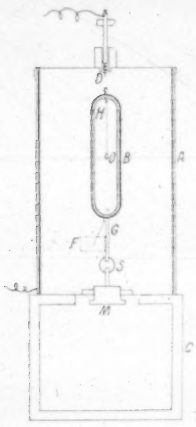

Fig. 1.

geklappt werden. In den Boden ist mit flachem Gewinde ein Messingstück M eingeschraubt, welches die innere Elektrode B trägt. Diese hat die Form eines beiderseits durch halbkugelförmige Kuppen geschlossenen Hohlzylinders von 16 cm innerer Länge und 2,8 cm innerem Durchmesser. Sie ist aus 3 mm starkem Messing hergestellt und außen mit 0,5 mm starkem Blei verkleidet. Die obere Kuppe kann mittels eines kleinen Hakens abgenommen werden. An dem die Elektrode tragenden Messingstab G ist das Goldblatt angebracht. A und B sind voneinander isoliert durch die 2 cm im Durchmesser haltende Schwefelkugel S. Die Entfernung zwischen dem unteren Ende von B und dem Boden von A beträgt 11 cm. Der äußere Zylinder ist geerdet, der innere mit dem Goldblattsystem kann durch die an die Hochspannung angelegte und isoliert eingeführte Spiralfeder D auf etwa 600 Volt aufgeladen werden. Das Goldblatt wird mittels eines Ablesemikroskops von großer Brennweite durch zwei in dem äußeren Zylinder angebrachte Glimmerfenster F hindurch beobachtet. Durch Drehen des Stückes M läßt sich leicht erreichen, daß das Goldblatt sich genau senkrecht zur Achse des Mikroskops bewegt. Der Apparat wird auf dem Gestell C erschütterungsfrei aufgestellt.

Das zu messende Präparat wird in folgender Weise hergestellt. Ein dünnwandiges Reagenzrohr von 2,6 cm Durchmesser wird 12 cm hoch mit der zu prüfenden, fein gepulverten Substanz gefüllt und, nachdem das Gewicht der Substanz bestimmt worden ist, zugeschmolzen (wobei man vorteilhaft gleich ein kleines Häkchen anschmilzt, an welchem das Präparat in den Zerstreuungszylinder B eingelassen werden kann). Dieses Präparat läßt man ev. bis zur Emanationsreife liegen (was nur nötig ist, wenn die Substanz frisch hergestellt oder beim Einschmelzen stark erhitzt worden ist). Das Standardpräparat wird an dem Häkchen H so in den Zerstreuungszylinder hineingehängt, daß es sich in der Mitte O des Hohlraumes befindet.

Nachdem man nun in der bekannten Weise, durch Messung des Potentialabfalls für Präparat und Standard in Skalenteilen pro Minute und Subtrahieren der natürlichen Zerstreuung die zur Wirkung kommende Gammastrahlung in Äquivalenten von Milligramm Radium bestimmt hat, bleibt noch eine zweifache Korrektion anzubringen: 1. wegen der Ausdehnung des Präparates und 2. wegen der Absorption der Gammastrahlen in der Substanz selbst. Die erstere Korrektion läßt sich offenbar ein für allemal in der Weise ermitteln, daß man mit einem punktförmigen Präparat den ganzen von der Substanz eingenommenen Raum ausmißt und den prozentualen Unterschied der mittleren Abfallsgeschwindigkeit gegen die Abfallsgeschwindigkeit für die Normallage O des Standards bestimmt. Diese Bestimmung wurde in folgender Weise ausgeführt. Zunächst wurde der Standard in der Richtung der Achse des Zerstreuungszylinders verschoben. Die so erhaltenen Abweichungen der Abfallsgeschwindigkeit gegen die in der Normallage O in Prozenten werden durch die Kurve a der Fig. 2

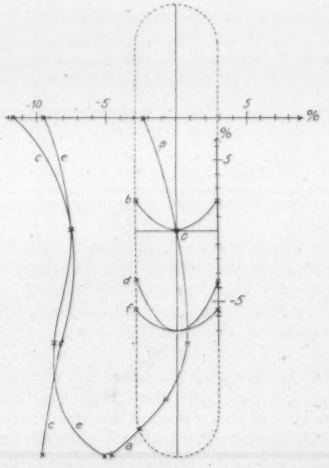

Fig. 2.

dargestellt. (Der Zylinder ist in der Figur angedeutet.) In analoger Weise ergab sich bei Querverschiebung in mittlerer Höhe des Zylinders die Kurve *b*. Für andere Höhen ergaben sich die Verhältnisse genau gleich. Es findet also bei vertikaler Verschiebung eine geringe Abnahme der Empfindlichkeit nach den Enden des Zylinders zu, bei horizontaler Verschiebung eine geringe Zunahme der Empfindlichkeit nach dem Rande zu statt, so daß der Mittelwert der Änderungen, genommen über das ganze von der Substanz eingenommene Volumen nicht merklich von Null verschieden ist. Diese Korrektion kann daher vernachlässigt werden.

Dagegen ist die Absorption der Gammastrahlen in der Substanz deutlich bemerkbar. Eine Berechnung derselben ist schon deshalb nicht möglich, weil für so kleine Schichtdicken die Absorption nicht dem bekannten Exponentialgesetz folgt[1]). Dies geht auch schon daraus hervor, daß die experimentell bestimmte Absorption (s. u.) sich durchaus nicht proportional der Dichte ergibt, wie es bei einer exponentiellen Absorption mit den bekannten Werten der Absorptionskoeffizienten sein müßte. Die Absorption ist zwar, ganz allgemein gesprochen, für größere Dichten größer als für kleinere, doch scheint die chemische Zusammensetzung der Substanz eine wesentliche Rolle zu spielen. Eine experimentelle Bestimmung der Absorption wurde zunächst für den Fall durchgeführt, daß das Radium in gewöhnlichem feinem Sand gleichmäßig verteilt ist. Es handelt sich offenbar darum, den Mittelwert der Absorption über die verschiedenen Volumenelemente der Substanz zu ermitteln. Dies geschah, ganz ähnlich wie bei der Bestimmung der ersten Korrektion, in der Weise, daß ein Reagenzrohr, wie es zum Einschmelzen der Substanzen dient, 12 cm hoch mit dem Sand gefüllt wurde, worauf das Standardpräparat nacheinander an verschiedenen Stellen in den Sand eingebettet, das Ganze in den Zerstreuungszylinder gebracht und die prozentualen Unterschiede der Abfallsgeschwindigkeiten gegen die in der Normallage *O* in Luft gemessene bestimmt wurden. Bei vertikaler, bzw. horizontaler Verschiebung des Standardpräparats ergaben sich die Kurven *c* und *d* (Fig. 2). Subtrahiert man noch die Änderungen, die allein von der Lageverschiebung herrühren, d. h. die Kurven *a* bzw. *b*, so erhält man die Absorptionen selbst. Diese werden durch die Kurven *e* und *f* dargestellt. Man erkennt wieder, daß innerhalb der Versuchsfehlergrenze der Mittelwert gleich dem für den Mittelpunkt *O* des Zylinders gemessenen Wert ist. Die gesamte anzubringende Korrektion beträgt also für den untersuchten Sand (Dichte $s = 1{,}6$) 7,5 %. Eine Kontrolle dieser Bestimmung wurde folgendermaßen ausgeführt. Von einer sehr verdünnten Radiumlösung wurden zwei Proben von je genau 5 ccm entnommen. Die erste Probe wurde in einem kleinen Röhrchen vorsichtig zur Trockne eingedampft und eingeschmolzen, während die zweite Probe in das oben erwähnte Rohr mit Sand gebracht und mit letzterem innig gemischt wurde, worauf das Rohr zugeschmolzen wurde. Nach Eintritt des radioaktiven Gleichgewichts wurden beide Präparate verglichen. Es ergab sich ein Unterschied von 8,2 %, in befriedigender Übereinstimmung mit dem obigen Wert. Für andere Substanzen kann man wohl annehmen, daß die Kurven *e* und *f* ganz ähnlich verlaufen, so daß in jedem Falle die Gesamtkorrektion *k* sich einfach ermitteln läßt als die Absorption, die die Gammastrahlung von einem bei *O* in die Substanz eingebetteten kleinen Radiumpräparat erleidet. In dieser Weise wurde z. B. gefunden für

	s	k in %
Bleichromat	2,8	26,3
Gemisch von Bleichromat und Sand	2,1	17,2
Calciumoxyd	0,44	3,7
Schwach radiumhaltiges Bariumsulfat (gefällt)[1])	0,53	4,9
Sand	1,6	7,5

Für Substanzen von der Dichte $s < 1$, wie sie weitaus am häufigsten vorkommen (gefällte Sulfate), kann man, ohne einen Fehler von mehr als 1,5 % zu begehen,

$$k = 7\,s$$

setzen.

Was nun die Meßgenauigkeit für verschieden hohe Radiumgehalte betrifft, so ist diese wesentlich bedingt durch die Konstanz der natürlichen Zerstreuung. Diese blieb bei dem oben beschriebenen Instrument im allgemeinen während des Verlaufs einer Messung innerhalb 0,03 Skt./min konstant (1 Skt. = ca. 2 Volt), oft änderte sie sich tagelang nicht um mehr als 0,01 Skt./min. Die Empfindlichkeit betrug dabei 510 Skt./min pro mg Radium-Element. Da das von der Substanz eingenommene Volumen ca. 60 ccm beträgt, so ergibt sich, daß mit dem Instrument ein Gehalt von 10^{-4} mg/ccm mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1 %, ein Gehalt von 10^{-5} mg/ccm mit einer Genauig-

1) Vgl. z. B. Soddy und Russell, Phil. Mag. 18, 620, 1909.

1) Natürlich wurde auf die von der Substanz selbst herrührende Strahlung entsprechende Rücksicht genommen.

keit von $+10\,\%$ gemessen werden kann. Zahlreiche schwach aktive Radium-Bariumsulfate wurden sowohl nach der Emanationsmethode als auch mit dem beschriebenen Instrument gemessen, und es ergab sich in allen Fällen Übereinstimmung innerhalb der zugegebenen Fehlergrenzen. Als Standard diente hierbei ein Präparat von 0,0151 mg Radium. Die Brauchbarkeit der Methode wird auch durch folgenden Versuch demonstriert. Von einer Substanz, deren Radiumgehalt nach der Emanationsmethode zu $2{,}18 \cdot 10^{-4}$ mg *Ra* pro g bestimmt worden war, wurden mehrere Gemische mit gepulvertem Calciumkarbonat in solchen Verhältnissen hergestellt, daß deren Konzentrationen etwa $^1/_2$, $^1/_4$ ... $^1/_{32}$ von derjenigen der ursprünglichen Substanz betrugen. Der Radiumgehalt dieser Mischungen wurde gemessen und auf die ursprüngliche Konzentration umgerechnet. Die Resultate einer einzelnen Messungsreihe sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Gehalt in $\frac{\text{mg } Ra}{\text{ccm}}$	Konzentr. der ursprüngl. Subst.	Fehler
$1{,}3 \cdot 10^{-4}$	$2{,}18 \cdot 10^{-4}$	0
$6{,}7 \cdot 10^{-5}$	$2{,}19 \cdot 10^{-4}$	$+0{,}5\,\%$
$3{,}3 \cdot 10^{-5}$	$2{,}26 \cdot 10^{-4}$	$+3{,}7\,\%$
$1{,}7 \cdot 10^{-5}$	$2{,}11 \cdot 10^{-4}$	$-3{,}2\,\%$
$8{,}5 \cdot 10^{-6}$	$2{,}09 \cdot 10^{-4}$	$-4{,}1\,\%$
$4{,}2 \cdot 10^{-6}$	$2{,}33 \cdot 10^{-4}$	$+6{,}9\,\%$

Es sei zum Vergleich darauf hingewiesen, daß die Konzentration des letzten Gemisches nur noch etwa $2\,\%$ von derjenigen der Joachimsthaler Pechblende beträgt.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß eine Messung mit dem beschriebenen Instrument sich bequem in $1-1^1/_2$ Stunden ausführen läßt, während eine Emanationsmessung einschließlich der chemischen Vorarbeiten sehr leicht mehrere Tage in Anspruch nehmen kann. Für die Messung noch geringerer Konzentrationen als der angegebenen, z. B. für die Radiumgehaltsbestimmung gewöhnlicher Mineralien, wie sie von Strutt[1]) ausgeführt worden ist, wird man allerdings immer auf die Emanationsmethode zurückgreifen müssen, da eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit der Gammastrahlen-Methode nicht ohne beträchtliche Komplizierung des Meßverfahrens möglich scheint.

1) Strutt, Proc. Roy. Soc. A. **77**, 472, 1906; **78**, 150, 1907.

(Eingegangen 17. September 1914.)

Notiz über Doppelbanden der Reststrahlen von zweiatomigen Substanzen.

Von W. C. Mandersloot.

Es kann vielleicht nützlich sein, hinzuweisen auf eine Ähnlichkeit zwischen den Doppelbanden im näheren Ultrarot von Gasen[1]) und denen weiterhin im Spektrum der Reststrahlen von festen Substanzen[2]).

Die ersteren sind in meiner Utrechter Dissertation[3]) behandelt worden, wobei ich Äquipartition der Energie bei Translation und Rotation annahm.

Die Doppelbanden bei Gasen werden nur erklärt, wenn die elektrisch geladenen Atome lineare Schwingungen senkrecht zur Rotationsachse ausführen, sonst würde ein Bjerrum-Triplett[4]) entstehen, d. h. eine scharfe Linie flankiert von zwei diffusen.

Bei einem zweiatomigen Verbindungsgas[5]) gilt für die beiden Maxima der einzigen Doppelbande im λ-Spektrum folgende Beziehung

$$\pi c \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2} = \sqrt{\frac{kT}{\Theta}},$$

oder, indem man das Trägheitsmoment

$$\Theta = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} l^2 \quad (l = \text{Atomabstand}) \text{ setzt:}$$

$$l = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\pi c (\lambda_2 - \lambda_1)} \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} kT}.$$

Wenn man nun diese Formel auch bei den Reststrahlendoppelbanden von zweiatomigen festen Substanzen benutzt, so erhält man Werte für den Atomabstand l, welche denjenigen der Gase ungefähr gleich sind.

Weiter ist beachtenswert, daß das Bindungsmaß f der quasi-elastischen Kraft der Atome an ihre Ruhelage bei diesen Substanzen untereinander nahezu dasselbe ist, und viel geringer als bei Gasen.

Man berechnet f bekanntlich aus

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \sqrt{f \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}},$$

wobei

$$\lambda_0 = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2).$$

1) W. Burmeister, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 589, 1913; Eva van Bahr, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 710 u. 1150, 1913.

2) H. Rubens, Sitz.-Ber. Berl. Akad. 1913 u. 1914.

3) W. C. Mandersloot, Breedte van Spectraallijnen, Kap. III, Utrecht 1914.

4) N. Bjerrum, Nernst-Festschrift, S. 90, 1912.

5) Die zweiatomigen Elementgase absorbieren nicht, und sind deshalb keine Dipole.

Die Tabelle

Gas	$[\lambda_1 \lambda_2]$	$l \cdot 10^8$ cm	$f \cdot 10^{-4}$
CO	[4.62; 4.74 μ]	1.14	179.4
HCl	[3.40; 3.55 μ]	1.34	48.81
HBr	[3.84; 4.01 μ]	1.49	37.57
fest			
NaCl	[47.5; 54.3 μ]	1.67	3.10
KCl	[62.4; 70.7 μ]	2.08	2.41
KBr	[74.2; 86.4 μ]	1.31	2.23
AgCl	[74.0; 92.3 μ]	1.46	2.28

will nur eine Übereinstimmung zwischen den beiden Arten von Doppelbanden hervorheben.

Man ist natürlich unsicher, ob die Verteilung der Rotationsgeschwindigkeiten a für die Moleküle der festen Körper wirklich

$$a \cdot e^{-\frac{\Theta a^2}{2kT}}$$

sei, wie es unseren Berechnungen zugrunde liegt.

Dann sind auch bei den Gasen die Doppelbanden nicht ganz symmetrisch.

Dieses wird zugleich mit einem Aufrücken der Eigenfrequenz gegen das kleinere Maximum hin (proportional mit der Temperaturerhöhung) erklärt durch eine zur quasi-elastischen hinzutretende Kraft, welche proportional mit der zweiten Potenz des Ruhelageabstandes[1]) ist.

Obwohl Wasserdampf die Oberfläche der festen Substanzen direkt beeinflußt, braucht man diesen nicht, um die immer auftretenden Einsenkungen der Reststrahlenbanden zu erklären.

Vielmehr sollen im festen Zustand die Moleküle bestehen bleiben, deren Rotieren durch die Doppelbande merklich wird.

Nähere praktische Bestimmungen der Intensitätskurven sind jedoch erwünscht um entscheiden zu können, ob man sich in dem Raumgitterpunkte die Atome oder (wie oben) die Schwerpunkte der Moleküle denken muß.

1) W. C. Mandersloot, loc. cit., S. 62.

Utrecht, 18. Dezember 1914.

(Eingegangen 22. Dezember 1914.)

BESPRECHUNGEN.

W. Foerster, Kalenderwesen und Kalenderreform. (Sammlung Vieweg. Heft 13.) 8. 49 S. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn. 1914. Geh. M. 1.60.

Keinen Geeigneteren hätte der Verlag Vieweg finden können, um jeden Gebildeten mühelos in das Verständnis unseres Kalenderwesens und der in letzter Zeit öfters erörterten Pläne einer Kalenderreform einzuführen. In seiner geistvollen, wohlgeformten Sprache, unter tunlichster Vermeidung alles trocken Zahlenmäßigen geleitet der Verfasser den Leser durch die Entwicklungsgeschichte unserer Zeitrechnung und macht ihn mit der Einrichtung des Kalenders bekannt, wobei auch eine interessante Betrachtung über Astrologie und Wetterprophezeiung eingeflochten wird. Foerster zeigt, daß sich unsere jetzige, von Gregor XIII. im Jahre 1582 eingeführte Anordnung der Schaltjahre mit einer erstaunlichen Genauigkeit noch für Jahrtausende der wahren Jahreslänge anschließt und dabei von einer unübertrefflichen Einfachheit der Anordnung ist. Die Vorschläge der Kalenderverbesserer beziehen sich daher auch weniger auf eine Änderung dieses Schaltverfahrens, als vielmehr auf zwei andere Fragen, nämlich erstens die Beschränkung der jetzt 34 Tage betragenden Beweglichkeit des Osterfestes und zweitens die Vereinfachung unseres jetzt unnötig komplizierten Kalenders mit seinen Monaten von 28, 29, 30 und 31 Tagen. Bezüglich der ersten Frage, die gerade der Verfasser schon seit vielen Jahren eifrigst gefördert hat, macht er den Vorschlag, mit dem Jahre 1917 beginnend das Osterfest am ersten Sonntag nach dem 4. April zu feiern. Die Einführung dieser Neuerung könnte, wie Foerster stets betont, nur vom Papst bewirkt werden. In der zweiten Frage nimmt der Verfasser einen gegenüber den oft ganz radikalen Plänen mancher Kalenderverbesserer wohltuend gemäßigten Standpunkt ein, indem er unter Anerkennung der Bestrebungen nach einer Vereinheitlichung unserer Zeitrechnung das Recht der Anhänglichkeit an die Jahrtausende alten, ehrwürdigen Formen des Kalenders der verschiedenen Völker hervorhebt. J. Hartmann.

E. Przybyllok, Polhöhen-Schwankungen. (Sammlung Vieweg. Heft 11.) 8. 41 S. mit 8 Abbildungen im Text und auf 3 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn. 1914. Geh. M. 1.60.

In einer auch für Fernerstehende leicht verständlichen, übersichtlichen Form hat der Verfasser alles Wissenswerte über die Breitenschwankungen zusammengestellt. Nach einer allerdings nur ganz kurzen Andeutung über die mechanische Theorie der Erdrotation werden die Beobachtungsmethoden besprochen, die sich gerade hier zu einem außerordentlich hohen Grade von Genauigkeit entwickelt haben; die Breitenbestimmungen durch Zirkumpolarsterne, im ersten Vertikal und nach der Horrebow-Talcott-Methode werden beschrieben unter Erwähnung ihrer spezifischen Fehlerquellen, ebenso Nutation, Aberration und Parallaxe, die gleichfalls periodische Schwankungen in der scheinbaren Deklination hervorrufen. Es folgt eine kurze geschichtliche Darstellung der Bemühungen, die seit Bessel (1820) gemacht wurden, um die winzigen Polschwankungen nachzuweisen, bis dies endlich den hervorragend sorgfältig und kritisch angestellten Beobachtungen Küstners in Berlin (1888) gelang, worauf Chandler durch ausgedehnte Rechnungen die wahre Dauer der Periode auffand. An die eingehende Schil-

derung des 1895 begründeten Internationalen Breitendienstes schließt sich dann die Darstellung unserer jetzigen Kenntnisse der Polhöhen-Schwankungen, der Untersuchungen über die Jahres-Schlußfehler, das von Kimura eingeführte z-Glied und die von Schumann vermuteten, zum Teil mit dem Mondlaufe zusammenhängenden kürzeren Perioden sowie der sonst zur Erklärung der letzten Reste gemachten Versuche.

Das Buch kann jedem zur raschen Orientierung über diesen Gegenstand bestens empfohlen werden.

J. Hartmann.

P. Guthnick und R. Prager, Photoelektrische Untersuchungen an spektroskopischen Doppelsternen und an Planeten. (Veröffentlichungen der Königlichen Sternwarte zu Berlin-Babelsberg, Band 1, Heft 1.) VIII. 68 S. mit 15 Tafeln. Berlin, Ferd. Dümmlers Verlag. 1914. M. 6 —

Den Lesern dieser Zeitschrift sind die verschiedenen Aufsätze der Herren Elster und Geitel über photoelektrische Probleme namentlich aus den letzten Jahren bekannt. In der vorliegenden Arbeit wird die Anwendung der neuen photometrischen Methode für astronomische Zwecke auseinandergesetzt, und um das Resultat gleich vorweg zu nehmen, sie hat allen Erwartungen vollauf entsprochen, gestattet sie doch Messungen von Helligkeitsänderungen im Betrage von $^1/_{10}$ Größenklasse. Mit Hilfe des photoelektrischen Verfahrens wird in absehbarer Zeit der Zustand eintreten, daß die Beobachtung der Konstanz der Helligkeit eines Fixsternes zur Ausnahme, diejenige der Veränderlichkeit zur Regel wird, und die Astronomen werden gezwungen sein, für eine große Anzahl von Sternen, deren Periode gut bekannt ist, die Helligkeiten ephemeridenartig anzugeben, um stets im Besitze einer Reihe von Vergleichssternen zu sein.

Der erste Teil der „Photoelektrischen Untersuchungen" enthält die Beschreibung der instrumentellen Ausrüstung. Den Verfassern gebührt besonderer Dank dafür, daß sie die einzelnen Apparate unter Beigabe von Zeichnungen ausführlich beschrieben haben; denn den meisten Astronomen wird die neue Beobachtungsart von Sternhelligkeiten wohl wenig bekannt sein. Der photoelektrische Apparat wurde an das Okularende des 30 cm-Refraktors angesetzt, und die Beobachtung erfolgte durch ein zur Achse des Hauptfernrohrs senkrecht angebrachtes Einstellungsfernrohr. Im Brennpunkt des Hauptobjektivs befand sich zur Abhaltung des Lichtes des Himmelsgrundes eine Irisblende, und zur Reflexion des Sternbildes in das Einstellungsfernrohr ein rechtwinkliges Prisma zwischen der Objektivlinse des Hilfsfernrohrs und einer andern Linse, in deren Brennpunkt sich ein Milchglasfenster befand, durch welches der Zelle Licht von einer in verschiedenen Entfernungen anzubringenden Glühlampe zugeführt werden konnte. Auf diese Weise konnte die Prüfung der Zelle auf Proportionalität erfolgen. Die Zellenkapsel selbst hatte die von Elster und Geitel gewählte Form und konnte durch eine leicht entfernbare Metallplatte von jeglichem Licht abgeschlossen werden. Sie besaß auch eine Vorrichtung, vermittels deren die Zelle in die Mitte der Kapsel gebracht werden konnte und hatte zwei Metallträger, die ein in Kugellagern drehbares Cardanisches Gehänge hielten, an welchem ein Elektrometer von der Gestalt hing, wie es in dieser Zeitschrift 15, 250, beschrieben wurde. Es wurden vier verschiedene Sorten von Photozellen benutzt und zwar *Na*-, *K*-, *Cs*- und *Rb*-Zellen. Die ersteren beiden unterschieden sich von den beiden andern, indem *Na* und *K* mehr auf blauviolettes, *Cs* und *Rb* mehr auf grünblauviolettes Licht reagierten. Sehr instruktiv wirken beigegebene Zeichnungen von Kurven, deren eine Koordinate die Wellenlänge des Lichtes und deren andere die Empfindlichkeit der Zelle darstellen. Ebenso lehrreich sind die vielen beigegebenen Tabellen, wie die der selektiven Lichtempfindlichkeit der vier Zellen für nichtfiltriertes und durch Flintglas und Schwefelkohlenstoff hindurchgelassenes Licht, ferner eine mit den Zahlen der Abhängigkeit der Empfindlichkeit sowohl der Zelle von Spannung als auch des Elektrometers vom Abstande der Influenzschneiden, sodann eine tabellarische Übersicht der Kapazität in verschiedenen Deklinationen und der Proportionalität der Photozelle für verschiedene Entfernungen künstlicher Beleuchtung.

Als Stromquelle dienten ausschließlich Akkumulatorenzellen von 4—5 Ampère-Stunden Kapazität, die in der Kuppel des Fernrohrs untergebracht waren. Die Leitungen wurden in Bleirohren bis zum Kopf der Instrumentensäule geführt. Dort gingen sie mit Spielraum für die Drehung des Fernrohrs bis zum Okularende. Die beiden Leitungen für das Elektrometer reichten bis zu den Klemmen der Influenzschneiden. Die Erdung der Zellenbatterie erfolgte auf dreifache Weise, mit Hilfe der Lichtleitung, des Blitzableiters und der mit der Wasserleitung in Verbindung stehenden Warmwasserheizung. Die Reduktion der Messungen erfolgte nach der Formel

$$\frac{s}{t_2 - t_1} = \frac{N_2 - N_1}{T_2 - T_1},$$

worin N_1 und N_2 die beiden Nullpunktsstellungen des Elektrometerfadens, T_1 und T_2 die Zeitangaben ihrer Ablesung, t_1 und t_2 die Zeitangaben der passierten Skalenteile und s deren Intervall bedeuten. Vorausgesetzt wird hierbei die Proportionalität der Skalenteile mit der Differenz der Sternhelligkeiten.

Eine besondere Beachtung verdient der Einfluß der Extinktion des Lichtes. Die Verfasser stellen ihre Erfahrungen in folgenden drei Sätzen zusammen: 1. das Verhältnis der visuellen zur photoelektrischen Extinktion schwankt für die kolloidale Natriumzelle und für die Zenitdistanz bis zu etwa 60° zwischen den Grenzen 1,3—2,2. 2. Bei klarer Luft nehmen für große Zenitdistanzen die Extinktionswerte rascher zu als bei weniger durchsichtiger Luft. Da die Extinktionsverhältnisse sich von Abend zu Abend ändern, ist es ratsam, dieselben Sterne mehrere Stunden hindurch zu beobachten, um eine Verbesserung der angenommenen Extinktionswerte ableiten zu können. 3. Für kurzwelliges Licht ist die Extinktion nach Ende der Abenddämmerung, besonders an heißen Tagen, am stärksten, nimmt zuerst unregelmäßig, dann bis zum Morgen regelmäßig zu. Genauere Bestimmungen über Extinktionswerte stellen die Verf. für eine spätere Zeit in Aussicht.

Der zweite Abschnitt enthält unter der Überschrift „Messungen und Messungsergebnisse von ausgewählten Sternen" die Beobachtungen von bekannten veränderlichen und einigen neu entdeckten Sternen; von diesen letzteren seien hier nur erwähnt α Aurigae, α Geminorum und γ Orionis. Außerdem wurden während des Winters 1913 noch die Planeten Mars und Saturn regelmäßig auf ihre Helligkeit geprüft, um die von einigen amerikanischen Astronomen vermuteten Helligkeitsschwankungen der Sonne zu kontrollieren. Es hat sich zwar eine Bestätigung dieser Schwankung nicht ergeben, was aber daran liegen mag, daß die Vergleichssterne selbst variabel sein mochten oder einer andern Spektralklasse angehörten. Als sicher

veränderlich hat sich die wegen Phase reduzierte Helligkeit des Mars ergeben mit einer Amplitude von 0,18 Größenklasse, und zwar fiel das Helligkeitsminimum mit derjenigen Rotationsphase zusammen, bei der die sichtbare Hemisphäre die Hauptfleckengegend enthielt.

Von anderen Resultaten möge noch erwähnt werden, daß die schwächere Komponente von α Geminorum eine Amplitude von 0,09 Größenklasse zeigte, und das Maximum der Helligkeit beider Komponenten nicht mit dem Durchgang der Hauptkomponente, sondern der Nebenkomponente durch den absteigenden Knoten zusammenfiel. Die von Curtiß gefundene spektroskopische Periode betrug 2,93 Tage.

Über die Genauigkeit der Messungen wollen die Verf. noch eingehende Untersuchungen anstellen; einige Reihen der Vergleichungen von γ Ursae minoris mit ζ Draconis liefern im Durchschnitt den wahrscheinlichen Fehler einer Vergleichung zu $+0{,}0060$ Größenklasse. Das neue Verfahren übertrifft somit die bisher angewandten photometrischen Methoden an Genauigkeit ganz erheblich, und da es, wie bereits oben hervorgehoben wurde, sehr geringe Helligkeitsdifferenzen zu bestimmen gestattet, so verspricht das photoelektrische Meßverfahren noch sehr wichtige Resultate. Vielleicht wird es auch gelingen, durch stärkere elektrische Belastung der Photozelle — die Maximalbelastung an dem Instrument des Berliner Refraktors betrug 137 Volt — noch bei Sternen unterhalb der neunten Größenklasse, d. i. der von den Verf. erprobten Grenze, einen Lichteffekt zu erzielen.

B. Cohn.

J. Salpeter, Einführung in die höhere Mathematik für Naturforscher und Ärzte. gr. 8. XII u. 336 S. mit 146 Textfig. Jena, Gustav Fischer. 1913. M. 12.—, gebunden M. 13.—

Der Maßstab, mit dem der Wert eines Buches zur Einführung in die Mathematik für Nicht-Mathematiker zu messen ist, gründet sich darauf, wie das Gleichgewicht zwischen den Forderungen mathematischer Strenge und Leichtverständlichkeit hergestellt ist. Der Verfasser des vorliegenden Buches hat darin eine sehr glückliche Hand gezeigt. Sein Bestreben ist es, an einfachen Beispielen den Leser zu den Definitionen hinzuleiten, die zu einem strengen Aufbau der Infinitesimalrechnung führen; den Ausgangspunkt bilden die Begriffe der Zahlenfolge und ihres Grenzwertes, die an sehr hübschen Beispielen eingeführt werden. Das „Unendlichkleine" spielt natürlich die ihm gebührende, untergeordnete Rolle, als ein mnemotechnisches Hilfsmittel (im Kapitel I des zweiten Teils: die Technik des Integrierens). Auf eine vollständige Arithmetisierung wird mit Recht verzichtet; gibt man die anschaulichen Sätze über Grenzwerte zu, die allen Beweisen zugrunde liegen, so ist der weitere Aufbau einwandfrei. Das ist der Standpunkt, auf den sich auch der gern stellen wird, der in der Mathematik nicht bloß ein brauchbares Hilfsmittel naturwissenschaftlicher Forschung sieht, sondern auch durch sie logische Schulung des Geistes sucht. Zwei besondere Kapitel (XII und XIII des 1. Teiles) werden der Frage nach dem Wesen der mathematischen Behandlung der Naturwissenschaften gewidmet; sie enthalten das Programm des ganzen Bandes, um das sich das übrige gruppiert. Die Auswahl der naturwissenschaftlichen Anwendungen umfaßt die verschiedensten Gebiete, Physik, Chemie, Physiologie, Serologie. Daß die Reihenentwicklung nach Taylor nur im Anhange dargestellt wird, ist bei ihrer Wichtigkeit für die Anwendungen vielleicht darum zu bedauern, weil mancher Leser nicht bis dahin vordringen mag. Der zweite Anhang über „stetige und unstetige Funktionen" wird wohl nur bei denen Beachtung finden, die für die logischen Grundlagen der Mathematik ein besonderes Interesse haben. Die Beispiele und Übungsaufgaben sind im allgemeinen gut gewählt; nur scheinen die Rechnungen nicht frei von Fehlern zu sein, wie mir Stichproben zeigten (z. B. Aufgabe 13, Seite 78).

Dem Buch ist eine weite Verbreitung zu wünschen.

M. Born.

L. Holborn und K. Scheel, Vier- und fünfstellige Logarithmentafeln nebst einigen physikalischen Konstanten. Zweite, verbesserte Auflage. gr. 8. 24 S. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1914. Geh. M. —.80

Die handlichen Tafeln sind für viele Zwecke des Physikers und Chemikers ausreichend und sehr bequem.

M. Born.

St. Loria, Die Lichtbrechung in Gasen als physikalisches und chemisches Problem. 8. VI u. 92 S. mit 3 Textabbildungen und 1 Tafel. (Sammlung Vieweg, Heft 4.) Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. M. 3.—

Das vorliegende Buch beschäftigt sich mit denselben Problemen wie das, **15**, 932, 1914, besprochene Werk von Goldhammer, doch beschränkt sich der Verfasser allein auf die Behandlung der Dispersion in Gasen. Andererseits geht der Inhalt weit über den des Goldhammerschen Buches hinaus, indem die Beobachtungsmethoden ausführlich dargelegt und die vorliegenden Beobachtungsresultate kritisch gesichtet werden. Es zeigt sich hierbei, daß die Resultate verschiedener Forscher häufig sehr wenig übereinstimmen, so daß leider in vieler Hinsicht das vorliegende Material zu einer genauen Prüfung der Theorie nicht ausreicht. Es ist gewiß ein Verdienst dieses Buches, daß es auf die Lücken und Unsicherheiten vieler vorliegender Messungen hinweist, deren Ausfüllung für die Theorie so wichtig ist.

K. Försterling.

Moderne Naturkunde. Einführung in die gesamten Naturwissenschaften. Lex. 8°. Lieferung 1—3: P. Gruner, Physik. Mit zahlreichen Figuren. Godesberg, Naturwissenschaftlicher Verlag. 1914. Preis jeder Lieferung M. 1,20.

Es liegt mir von diesem Werk der Abschnitt über Physik von Gruner vor, der vom Ende der ersten bis zur Mitte der dritten Lieferung (jede Lieferung hat 128 Spalten) reicht. Die Darstellung ist einfach und klar ohne jede Formel und wird jedem physikalisch interessierten Laien eine angenehme Lektüre sein.

Valentiner.

Tagesereignisse.

Viktor Schumanns Apparate. Mit Ende des Jahres 1914 sind eine Anzahl wertvoller physikalischer Apparate aus dem Nachlasse Viktor Schumanns in den Besitz der Universität Leipzig übergegangen. Es handelt sich um Apparate, die in ihrer Eigenart und Feinheit einzig dastehen. Schumann (geb. am 21. Dezember 1841, gest. am 1. September 1913) war in rastloser Tätigkeit der Entdecker neuer wichtiger Gebiete der Wissenschaft geworden, vor allem des nur im luftleeren Raume nachweisbaren Strahlengebietes unterhalb 185 $\mu\mu$. Von seinen zahlreichen nachgelassenen Werken, **deren Gesamtausgabe vom Verlag S. Hirzel in Leipzig** vorbereitet wird, seien hier nur genannt: Über die Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlängen; Über ein neues Verfahren zur Herstellung ultraviolett-empfindlicher Platten; The absorption and emission of air and its ingredients for light of wavelengths from 250 $\mu\mu$ to 100 $\mu\mu$.

Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen (AEF).

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (AEF) hat in der letzten Zeit folgende Drucksachen herausgegeben:

1. Formelzeichen des AEF in Plakatform. Das Blatt von 60 × 78 cm Größe enthält die Formelzeichen der 1. Liste; vgl. diese Zeitschr. 14, 167, 1913. Es kostet 25 Pf., Verpackung und Versand für 1 oder 2 Exemplare 35, für 3 oder 4 Exemplare 45 Pf.

2. Sätze und Zeichen des AEF in Taschenformat. Das Blatt von 18 × 18 cm Größe, einmal zusammenzulegen, enthält die Sätze, Einheits- und Formelzeichen, welche bis jetzt vom AEF festgestellt worden sind. Preis 3 Pf. für das Stück bei Bezug von mindestens 10 Stück.

3. Verhandlungen des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen in den Jahren 1907 bis 1914. Herausgegeben im Auftrage des AEF von Dr. Karl Strecker. 40 S. in 8°. Verlag von Julius Springer, Berlin. Preis 1,20 M.

Nr. 1 und 2 sind von der Geschäftsstelle des Elektrotechnischen Vereins (Berlin SW 11, Königgrätzerstr. 106) zu beziehen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Rudolf Seeliger für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor an der Deutschen Technischen Hochschule und Privatdozent an der Deutschen Universität Prag Dr. Wilhelm Blaschke zum etatsmäßigen a. o. Professor der Mathematik an der Universität Leipzig, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Max Born zum a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Berlin, der Privatdozent an der Universität Jena Dr. Eduard Pauli zum a.o. Professor der Physik ebenda.

Verliehen: Dem etatsmäßigen Professor für organische Chemie und Technologie an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Alfred Wohl der Titel Geh. Regierungsrat.

Auszeichnungen: Dem ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Berlin Geh. Reg. Rat Dr. Max Planck wurde von der Akademie der Wissenschaften in Berlin die Helmholtz-Medaille verliehen.

Preise: Dem ord. Professor der Physik an der Technischen Hochschule Zürich Dr. Pierre Weiss der Lasserre-Preis des Institut de France im Betrage von 8000 Francs.

Gestorben: Der frühere a. o. Professor für angewandte Mathematik und technische Physik an der Universität Jena Dr. Rudolf Rau (zuletzt in Göppingen tätig), der Privatdozent für angewandte physikalische Chemie (Radioaktivität) an der Universität Genf Dr. Otto Scheuer (gefallen als Reserveoffizier der österreichischen Armee), der Privatdozent für darstellende und projektive Geometrie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Anton Lackner, der Privatdozent für Chemie an der Universität Graz Dr. Richard Weitzenböck, Charles Martin Hall in Dayton Fla (Erfinder des heute weit verbreiteten Verfahrens zur Darstellung von Aluminium), der frühere ord. Professor der Astronomie an der Universität Berlin Wirkl. Geh. Oberregierungsrat Dr. Arthur v. Auwers, der ord. Professor an der Universität Turin Dr. Michele Fileti.

Angebote.

Ingenieur für drahtlose Telegraphie

gesucht zum sofortigen Eintritt. Bewerber werden gebeten, Zeugnisse, Photographie und Militärverhältnis einzusenden.

Signal Ges. m. b. H.
Kiel, Werk Ravensberg am Habsburgerring.

Für unser Röntgenlaboratorium (Coolidge-Röhre) suchen wir einen **wissenschaftlich und praktisch erfahrenen**

Physiker oder Ingenieur

zu baldigem Eintritt. Angaben über Lebenslauf, Eintrittstermin, Gehaltsansprüche unter Beifügung von Zeugnisabschriften an

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft Glühlampenfabrik, Berlin NW. 87, Sickingenstr. 71.

Gesuche.

Junger Physiker, Dr. phil.,

mit guten Universitätszeugnissen **sucht** zum 1. April oder später Stellung. Offerten unter **S. H. 416** an den Verlag.

Mit einer Umarbeitung meiner **„Ziele der Leuchttechnik"** behufs vermehrter Neuauflage beschäftigt, bitte ich die Herren Kollegen und alle Interessenten, mir Ihre diesbezüglichen **Separata und geeignetes Material** zusenden zu wollen.

Dr. Otto Lummer,
Breslau, Goeppertstraße 1.

Für die Redaktion verantwortlich i. V. Professor Dr. Max Born in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

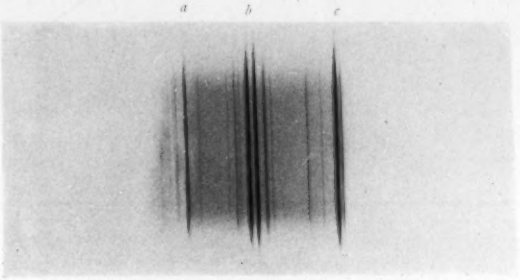

Fig. 1.

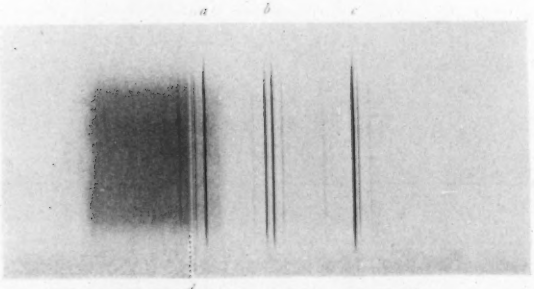

Fig. 2.

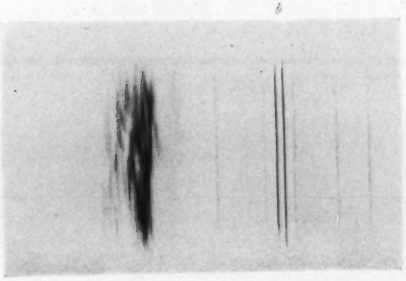

Fig. 3.

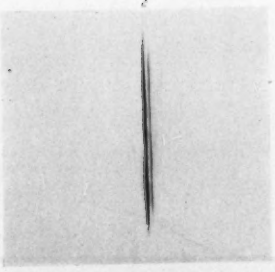

Fig. 4.